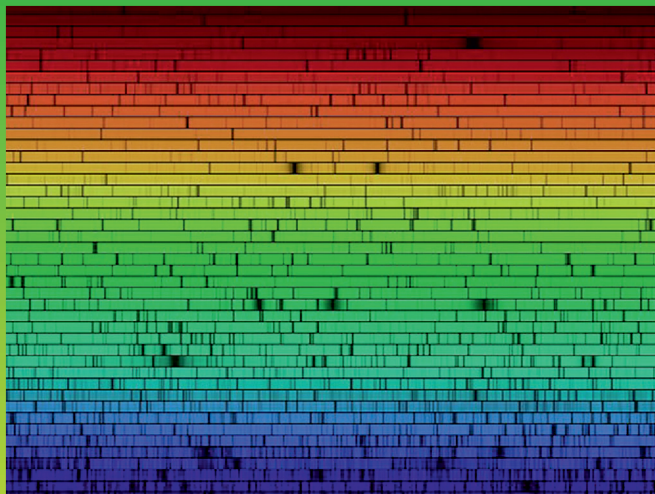


С. Ю. ГОРДА

СОВРЕМЕННЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ СПЕКТРОМЕТРЫ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОГРАММ

Учебное пособие



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
УРАЛЬСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ ПЕРВОГО ПРЕЗИДЕНТА РОССИИ Б. Н. ЕЛЬЦИНА

С. Ю. Горда

СОВРЕМЕННЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ СПЕКТРОМЕТРЫ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОГРАММ

Рекомендовано методическим советом УрФУ
в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся
по программе магистратуры по направлению подготовки
03.03.02 «Физика», по программе специалитета
по направлению подготовки 03.05.01 «Астрономия»

Екатеринбург
Издательство Уральского университета
2015

УДК 520(075.8)
ББК 22.63я73-1
Г68

Р е ц е н з е н т ы:

лаборатория астроспектроскопии
Специальной астрофизической обсерватории РАН
(заведующий лабораторией доктор физико-математических наук,
профессор В. Г. Клочкова);
В. Е. Панчук, доктор физико-математических наук, профессор
(Специальная астрофизическая обсерватория РАН);
Ю. В. Пахомов, кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник Института астрономии РАН

Горда, С. Ю.

Г68 Современные астрономические спектрометры и методы
обработки спектрограмм : [учеб. пособие] / С. Ю. Горда ;
М-во образования и науки Рос. Федерации, Урал. федер.
ун-т. - Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2015. — 91 с.

ISBN 978-5-7996-1409-6

В учебном пособии рассматриваются устройство и принципы работы спектральных приборов. Особое внимание уделено широко применяемым в современной астрономии оптоволоконным спектрографам со скрещенной дисперсией — эшелле-спектрометрам. Излагаются основы методики обработки эшелле-спектрограмм.

Пособие предназначено для студентов и аспирантов астрономических специальностей, может быть полезно студентам-физикам.

На обложке: эшелле-спектр Солнца

УДК 520(075.8)
ББК 22.63я73-1

ISBN 978-5-7996-1409-6

© Уральский федеральный университет, 2015

Содержание

Предисловие	5
Введение	7
1. Астрономические спектрометры	9
1.1. Основные типы спектрографов	9
1.2. Щелевой спектрограф	13
1.3. Дифракционная решетка (краткая теория)	19
1.4. Дифракционная решетка с профилированным штрихом	31
1.5. Спектрометры со скрещенной дисперсией	37
1.6. Эшелле-спектрометры с оптоволоконным входом	42
1.7. Схема белого зрачка	45
2. Обработка эшелле-спектрограмм	51
2.1. Некоторые сведения о ПЗС-матрицах, структуре FITS-файла и калибровочных кадрах	51
2.2. Основные этапы обработки спектрограмм	56
2.2.1. Извлечение (экстракция) порядков эшелле-спектра	57
2.2.2. Исправление дефектов изображения	59
2.2.3. Построение дисперсионной кривой	60
2.2.4. Проведение уровня континуума. Нормировка спектра	62

2.3. Программное обеспечение	
для обработки спектрограмм	67
2.4. Основные детали в спектрах звезд	70
<i>Приложение 1. Параметры оптоволоконных эшелле-</i>	
<i>спектрометров высокого разрешения, используе-</i>	
<i>мых в настоящее время в обсерваториях мира .</i>	74
<i>Приложение 2. Области теллурических линий</i>	78
<i>Приложение 3. Точные длины волн узких DIB. . . .</i>	82

Предисловие

Данное учебное пособие написано на основе десятилетнего опыта проведения автором лабораторных работ по астрофизике для студентов третьего и четвертого курсов физического факультета Уральского федерального университета, обучающихся по специальности «Астрономия». Основной целью этого мероприятия является обучение студентов навыкам работы со спектральным материалом, полученным на современных эшелле-спектрометрах с электронной регистрацией данных, а также более подробное, чем излагаемое в курсе общей астрофизики, знакомство с устройством и принципами работы спектральных приборов.

В первой части пособия дан краткий обзор основных типов спектральных приборов, используемых при астрофизических исследованиях. Более подробно рассмотрено устройство целевого спектрографа как основного инструмента, применяемого при спектральных исследованиях небесных объектов. Описана краткая теория дифракционной решетки – основного диспергирующего элемента таких спектрографов. Особое внимание уделено одному из типов спектрографов со скрещенной дисперсией – эшелле-спектрометрам, применяемым в современной астрономии в связи с переходом на компактные твердотельные электронные приемники излучения – ПЗС-матрицы. Приведено описание нового типа спектрометра, изготовленного по схеме белого зрачка и питаемого светом, идущим с телескопа по оптическому волокну.

Во второй части пособия изложены основные методы обработки электронных изображений эшелле-спектрограмм, полученных на ПЗС-матрицах, конечным результатом которой являются цифровые данные, содержащие информацию о распределении остаточной интенсивности излучения объекта по длинам волн. Методика обработки спектрограмм рассмотрена

на примере работы в пакете *DECH* на платформе *Windows*. Рассмотрены преимущества обучения методам обработки эшелле-спектрограмм в пакете *DECH* по сравнению с пакетами *MIDAS* и *IRAF*, работающими в среде *UNIX (LINUX)*, которые, тем не менее, более эффективны при массовой профессиональной обработке спектрограмм.

При изложении теоретических основ работы дифракционной решетки и принципов построения спектрального изображения с помощью щелевых спектрометров автор в основном пользовался методологией подачи материала, изложенной в книге В. И. Малышева «Введение в экспериментальную спектроскопию», написанной на основе курса лекций, читавшегося в Московском физико-техническом институте. Несмотря на то, что книга издана в 1979 г., она не потеряла актуальности и сегодня, т. к. теоретические основы разложения излучения в спектр с помощью классических типов спектральных приборов не изменились до настоящего времени. Степень сложности подачи материала и его объем соответствуют уровню знаний студентов физических специальностей.

Пособие предназначено для студентов третьего курса астрономической специальности, только приступающих к изучению методов практической астрофизики, для более углубленного изучения принципов работы спектральных приборов, применяемых в астрономии. Также оно может быть полезно студентам-физикам, обучающимся по специальностям, связанным со спектральными исследованиями.

Автор выражает глубокую благодарность рецензентам данной рукописи за ценные замечания, исправления, дополнения и терминологические уточнения устоявшихся в наши дни понятий в области современной астроспектроскопии, благодаря которым текст пособия приобрел более полный и законченный вид.

Введение

Экспериментальная (практическая) астрофизика как часть физической науки в целом занимается исследованием свойств вещества, находящегося, как правило, в запредельных условиях по характеристикам температуры, плотности и давления, недостижимых в земных лабораториях. Объекты исследования находятся в космическом пространстве и удалены от наблюдателя на огромные расстояния. В настоящее время единственным источником информации о происходящих в них физических процессах, который мы можем регистрировать, является электромагнитное излучение, как правило, имеющее слабую интенсивность. Среди разнообразных методов анализа приходящего из космоса излучения особое место занимает метод спектрального исследования, использующий принцип разложения приходящего излучения на составляющие по длинам волн (частотам). Для этой цели применяются различные спектральные приборы, с помощью которых можно проводить исследования спектров поглощения, излучения, отражения, рассеяния и др. Изучение спектров позволяет получить наиболее полную информацию как о физических процессах, происходящих в источнике излучения, так и о свойствах среды, через которую это излучение распространяется.

В настоящее время спектральные исследования астрономических объектов проводятся в очень широком интервале длин волн: от диапазона рентгеновского $\lambda \approx 1 \div 10 \text{ \AA}$ ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$) и даже гамма-излучения $\lambda < 1 \text{ \AA}$ до диапазона сантиметровых и метровых радиоволн. Наиболее широко и часто астрофизические исследования проводятся в так называемой оптической области электромагнитного излучения $\lambda \sim 3000 \div 10000 \text{ \AA}$, соответствующей одному из окон прозрачности земной атмосферы. Определение оптического диапазона связано еще и с общностью методов разложения излучения в спектр в применяемых

в данном диапазоне спектральных приборов и общностью методов исследования получаемых спектров. Диапазон спектральной чувствительности наиболее распространенных в астрономии приемников излучения (фотоэмульсия, катод ФЭУ, ПЗС-матрицы и т. п.) также лежит внутри этого интервала длин волн. Электромагнитное излучение с длиной волны, соответствующей оптическому диапазону, часто называют просто светом.

1. Астрономические спектрометры

1.1. Основные типы спектрографов

Для разложения излучения в спектр в астрофизике используются различные спектральные приборы в зависимости от объекта исследования и поставленной задачи. Все оптические спектральные приборы можно условно разделить на три основные группы: бесщелевые, щелевые и фурье-спектрографы.

Бесщелевые спектрографы применяются главным образом для решения задач, не связанных с большим спектральным разрешением и высокой дисперсией, например, для массовой спектральной классификации звезд. Устройство таких приборов крайне простое. Как правило, это стеклянная призма, установленная перед объективом телескопа. После прохождения через призму свет различных длин волн падает на объектив телескопа под разными углами, и в фокальной плоскости строится ряд монохроматических изображений звезды, сдвинутых одно относительно другого согласно соответствующей длине волны света. Иными словами, изображение отдельной звезды представляет собой узкую полоску, на одном конце которой изображение построено светом более коротких длин волн, чем на другом. Иногда для улучшения оптического качества получаемого спектра применяют специально сконструированные объективы, в которые призма входит составным элементом, и не обязательно первым. Основное ограничение на применение таких приборов связано с трудностями изготовления призм большого размера, поэтому они применяются в основном для получения низкодисперсионных спектров не очень слабых объ-

ектов. Есть разновидность бесцелевого спектрографа, где призма небольшого размера устанавливается за главным зеркалом афокального телескопа Мерсенна, оптическая схема которого представляет собой два параболических зеркала (главное — большего диаметра и вторичное — меньшего), расположенных так, что их фокусные расстояния совмещены. Такая схема превращает параллельный пучок света от звезды, упавший на главное зеркало большого размера, в параллельный пучок значительно меньшего диаметра, выходящий из центрального отверстия в главном зеркале. На этом приборе можно исследовать более слабые звезды, чем с помощью обычного спектрографа с объективной призмой. Существуют и другие разновидности бесцелевых спектрографов.

Второй, наиболее часто используемый в астрономии класс спектральных приборов — это щелевые спектрографы. На этих приборах производится основная масса астрофизических исследований. С их помощью получают спектры низкого, среднего и высокого разрешения практически от любых астрономических объектов. Питающей оптикой для них может служить любой используемый телескоп. Устройство и принцип работы таких приборов будут изложены ниже. В качестве диспергирующего элемента в таких спектрографах могут использоваться призма, дифракционная или голографическая решетка, а также различные комбинации из них. Для получения высокой разрешающей способности, а также спектрометрии протяженных источников на вход прибора устанавливается узкая щель, препятствующая наложению элементов изображения, полученных в соседних длинах волн.

Третий вид спектральных приборов, фурье-спектрометр, спектрографом в классическом смысле не является. Оптическая схема фурье-спектрометра, как правило, представляет собой интерферометр Майкельсона с одним подвижным плечом. Принцип работы интерферометра в качестве фурье-спектрографа достаточно прост. Если разность хода лучей от двух плеч интерферометра равна δ , тогда для монохроматической волны

с волновым числом $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ появится фазовый член $e^{2\pi i\delta\tilde{\nu}}$. Картина интерференции в выходном окне интерферометра меняется синусоидально с изменением δ , вследствие чего появляются последовательные максимумы и минимумы для разностей хода волн, кратных λ или $\lambda/2$. Пусть четная функция $B(\tilde{\nu})$ описывает спектр излучения, а $b(\delta)$ — отклик на выходе интерферометра, тогда интерференционную картину для всех длин волн можно описать следующим интегралом:

$$b(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\tilde{\nu}) e^{2\pi i\delta\tilde{\nu}} d\tilde{\nu}. \quad (1.1)$$

Таким образом, видно, что отклик интерферометра (интерферограмма) представляет собой преобразование фурье-спектра источника. Поскольку функция $B(\tilde{\nu})$ четная и действительная, под интегралом остается только действительная часть интеграла фурье:

$$b(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\tilde{\nu}) \cos(2\pi\delta\tilde{\nu}) d\tilde{\nu}. \quad (1.2)$$

Чтобы получить спектр, достаточно произвести над интерферограммой обратное преобразование фурье.

Видно, что это совершенно другой способ получения спектральной информации от исследуемого источника. В процессе получения интерферограммы на каждом шаге после регистрации излучения подвижное зеркало перемещается на малую величину. Процесс повторяется, пока подвижное зеркало не пройдет весь путь от начального до конечного положений. При этом спектральное разрешение определяется размером области смещения подвижного зеркала, а длина спектрального участка — величиной шага смещения.

У фурье-спектроскопии есть свои преимущества и недостатки по сравнению с классической. Основным преимуществом фурье-спектрометра является возможность регистрации в каж-

дый момент времени интегрального потока излучения, что позволяет получать отклик на фотоприемнике с большим отношением сигнал/шум. Это преимущество по сравнению с классическим спектрографом особенно сильно проявляется в инфракрасной области, где шум теплового излучения элементов спектрографа зачастую сравним по величине с интенсивностью разложенного в спектр излучения исследуемого объекта.

Как и все приборы, фурье-спектрометр обладает и рядом свойств, ограничивающих его применение. Изменение интенсивности потока излучения вследствие, например, изменения прозрачности атмосферы во время регистрации интерферограммы может привести к искажениям в окончательно полученном спектре. Немаловажно и то, что для получения интерферограмм высокого качества необходима прецизионная система перемещения одного из зеркал интерферометра с точной регистрацией его положения на каждом шаге, что является весьма не простой технической задачей.

Описание других типов спектрометров, применяемых в астроспектроскопии, и более подробное изложение принципа работы фурье-спектрометра содержатся, например, в книге Д. Грея, которую можно найти в библиотеке университета [см.: 1].

Контрольные вопросы

1. Какой диапазон длин волн электромагнитного излучения называется оптическим?
2. На чем основан принцип разложения интегрального излучения по длинам волн?
3. Каково устройство спектрографа на основе объективной призмы?
4. Для каких целей в астрономии используются спектрографы с объективной призмой?
5. На чем основан принцип действия фурье-спектрометра?
6. В каком диапазоне спектра наиболее эффективно использование Фурье-спектрометра и почему?

1.2. Щелевой спектрограф

Как было отмечено выше, основными инструментами, применяемыми для спектральных исследований среднего и высокого разрешений, являются щелевые спектрографы различных конструкций. Щелевые спектрографы устанавливаются за одной из фокальных плоскостей телескопа. Оптическая схема классического спектрографа приведена ниже (рис.1.1). Основными его элементами являются щель шириной S_1 , размещенная в фокальной плоскости телескопа и вырезающая узкий прямоугольный участок изображения объекта, созданного питающей оптикой телескопа; коллиматор – положительная линза (объектив) с фокусным расстоянием f_1 и диаметром D_1 , фокальная плоскость которой совмещена с фокальной плоскостью телескопа. Коллиматор создает параллельный пучок света, падающий на диспергирующий элемент $ДС$; диспергирующий элемент разлагает интегральный световой пучок на ряд монохромных пучков диаметром D_2 , каждый из которых выходит под своим углом; камерный объектив с фокусным расстоянием f_2 и диаметром D_2 создает в фокальной плоскости спектрографа непрерывный ряд монохромных изображений щели шириной S_2 . Таким образом, на выходе спектрографа образуется спектр исследуемого объекта. Линия, вдоль которой располагаются монохромные изображения щели в спектре, называется линией дисперсии.

Узкая сторона щели направлена вдоль линии дисперсии. Вдоль длинной стороны щели в спектре регистрируется распределение яркости фрагмента изображения объекта, вырезанного щелью спектрографа, в соответствующей длине волны.

Величина $\frac{d\varphi}{d\lambda}$ называется угловой дисперсией, где $\varphi(\lambda)$ — угол дисперсии (угол между нормалью к плоскости дисперсионного элемента и направлением пучка с длиной волны λ).

В спектральных приборах, где в качестве дисперсионного элемента выступает стеклянная призма, разложение света на составляющие по длинам волн обусловлено зависимостью по-

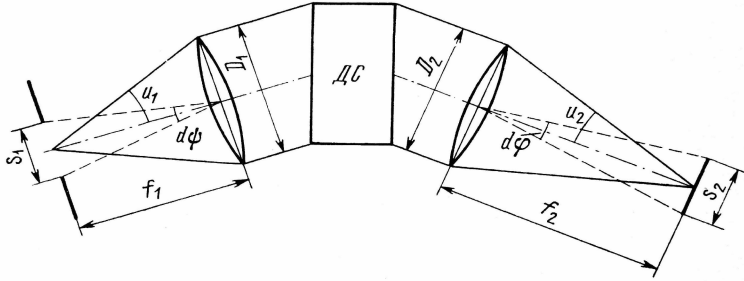


Рис. 1.1. Оптическая схема щелевого спектрографа [2, рис. 1.7]

казателя преломления стекла n от длины волны λ . Соответственно, величина угловой дисперсии определяется видом этой зависимости $\sim \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}$. Дисперсионные свойства дифракционных решеток подробно будут рассмотрены ниже.

Рассмотрим параметры, влияющие на чистоту получаемого спектра. Понятно, что чем уже ширина щели, тем меньше будет и ее изображение, а следовательно, и уже область переналожения монохроматических изображений щели вдоль линии дисперсии. Из оптической схемы щелевого спектрометра (см. рис. 1.1) нетрудно получить выражение для ширины монохроматического изображения щели:

$$S_2 = S_1 \frac{f_1}{f_2} \Gamma = S_1 \frac{f_1}{f_2} \frac{D_2}{D_1}, \quad (1.3)$$

где $\Gamma = \frac{d\phi}{d\psi} = \frac{D_2}{D_1}$ – угловое увеличение дисперсионного элемента. Отсюда и следует упомянутая выше взаимосвязь ширины щели и ее изображения, поскольку, как правило, все остальные величины, входящие в соотношение (1.3), не зависят от S_1 . Следует, тем не менее, отметить зависимость S_2 от λ через $\Gamma(\lambda)$ и даже $f_2(\lambda)$ в случае неперпендикулярности плоскости изображения спектра оптической оси камерного объектива спек-

трографа, например, из-за наличия продольного хроматизма камерного объектива.

Введем понятие линейной дисперсии $\frac{dl}{d\lambda}$, она связана с угловой дисперсией следующим простым соотношением: $\frac{dl}{d\lambda} = f_2 \frac{d\varphi}{d\lambda}$. Линейная дисперсия является важной характеристикой спектрального прибора. Ее величина определяет расстояние в фокальной плоскости камерного объектива между центрами изображений щели Δl в двух длинах волн λ_1 и λ_2 :

$$\Delta l = (\lambda_2 - \lambda_1) \frac{dl}{d\lambda} \quad (1.4)$$

Пусть изображение щели является прямоугольником, и δl — расстояние между внутренними краями соседних изображений щели, тогда можно вывести критерий перекрытия изображений щели шириной S_2 для длин волн λ_1 и λ_2 . Нетрудно заметить, что расстояние между внутренними краями щелей $\delta l = \Delta l - S_2$. Если $S_2 > \Delta l$, тогда $\delta l < 0$, это означает, что имеет место перекрытие, и изображения щелей в двух длинах волн сливаются. Чтобы этого не произошло, необходимо уменьшить S_2 путем уменьшения ширины входной щели спектрографа S_1 . Однако пропорциональность, отраженная в соотношении (1.3), имеет место только при достаточно широких щелях, пока влияние дифракции несущественно.

На рис. 1.2 показана зависимость ширины изображения щели (выходной щели) от ее ширины на входе спектрографа. Как можно видеть, начиная с некоторого значения $S_1 = S_{10}$ ширина выходной щели остается неизменной при дальнейшем уменьшении S_1 . Это означает, что при такой ширине входной щели ее изображение в спектре полностью обусловлено дифракционной картиной, которая в случае прямоугольного отверстия описывается функцией $J_0\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$, вид которой приведен на рис. 1.3, где J_0 — выходная интенсивность излучения в центре изображения щели, Δl_1 — расстояние между главным максимумом и первым минимумом. Дифракционное изображение щели име-

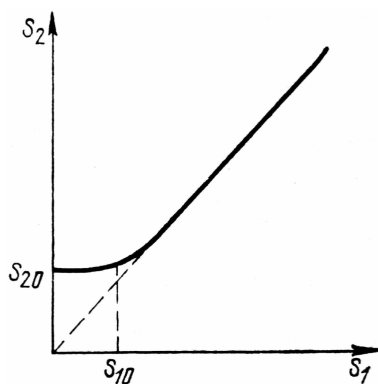


Рис. 1.2. Зависимость ширины изображения щели S_2 от ширины входной щели S_1 [2, рис. 1.12]

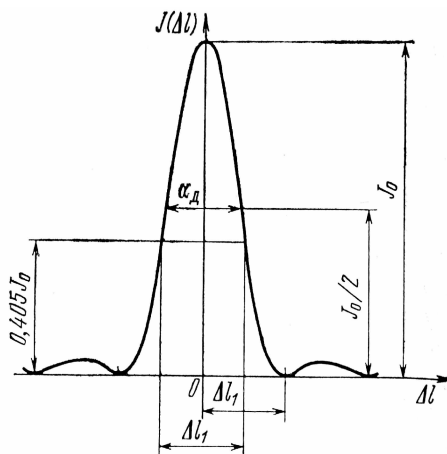


Рис. 1.3. Распределение энергии в главном максимуме при дифракции света на прямоугольном отверстии [2, рис. 1.16]

ет центральный максимум с шириной на половине интенсивности $a_d = 0.886 f_2 \lambda / D_2 \sim f_2 \lambda / D_2$. Приравнивая a_d к значению геометрической ширины щели (1.3), можно найти выражение для S_{10} . Здесь важно понимать, что $S_1 = S_{10}$ — это минимально возможная ширина щели, дальнейшее ее уменьшение приведет только к потере освещенности в изображении спектра, т. к. вследствие увеличения дифракционного уширения пучка света, расходящегося за щелью, его размеры на расстоянии f_1 от щели будут все больше превышать размеры коллиматора D_1 , а это, в свою очередь, приведет к увеличению потерь света, прошедшего через щель. Щель шириной S_{10} называется нормальной щелью. Следует помнить, что распределение энергии в изображении щели, называемое аппаратной функцией, будет тем более отличаться от прямоугольного, чем ближе ширина входной щели будет приближаться к нормальной.

Для решения различных задач используют как щели шириной больше нормальной, например, при изучении слабых объектов, когда необходимо получить большее количество света в отдельном элементе спектра, так и нормальные щели, когда важно иметь спектр с максимально возможным на данном инструменте разрешением. В любом случае следует помнить, что для исключения дополнительных потерь света необходимо согласование светосил питающей оптики телескопа и коллиматора спектрографа $F_{tel}/D_{tel}^{ob} = f_1/D_1$.

Для количественной оценки спектрального разрешения вне зависимости от конкретной схемы прибора используется величина

$$R = \lambda/\delta\lambda, \quad (1.5)$$

где $\delta\lambda$ — минимальная разность длин волн двух близких монохроматических линий одинаковой интенсивности, еще различимых в спектре. В реальном спектрографе, как было описано выше, минимальная ширина отдельного спектрального элемента определяется величиной S_2 , а распределение энергии в нем описывается аппаратной функцией. В случае использования

нормальной щели аппаратная функция имеет дифракционное распределение $J_0\left(\frac{\sin l}{l}\right)^2$ с полушириной $\alpha = a_d$ (рис. 1.3). Эта функция имеет колоколообразный вид. Согласно критерию Релея, можно уверенно различить максимумы двух соседних дифракционных функций, если минимум одной совпадает с максимумом другой. В этом случае их максимумы отстоят друг от друга на величину полуширины функции, и перекрытие осуществляется на высоте $0.4 J_0$. При этом максимальное падение яркости между максимумами составляет порядка 20 %. Выразим $\delta\lambda$ через линейную дисперсию $\delta\lambda = \alpha d\lambda/dl$, тогда

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\lambda}{\alpha} \frac{dl}{d\lambda}. \quad (1.6)$$

При расчетах оптических схем спектральных приборов за основу принимается величина R , которая, как правило, связана с размерами дисперсионного элемента. Исходя из светосилы питающей оптики, размеров и спектральной чувствительности приемника излучения, подбирается необходимый тип диспергирующего элемента и рассчитываются параметры всех остальных оптических элементов спектрографа.

Контрольные вопросы

1. Что такое щелевой спектрометр и из каких оптических элементов он состоит?
2. Почему щелевые спектрометры являются основными спектральными приборами, используемыми в астрономии?
3. Для каких целей предназначена щель спектрографа и какова должна быть ее оптимальная ширина?
4. Почему в целях улучшения чистоты спектра нельзя делать ширину щели меньше определенного значения?
5. Что такое угловая и линейная дисперсии?
6. Что называется спектральным разрешением R ?

1.3. Дифракционная решетка (краткая теория)

Из двух основных типов диспергирующих элементов, используемых в астрономических спектральных приборах (стеклянная призма и дифракционная решетка), наиболее часто предпочтение отдается последней. По сравнению с решеткой призма имеет ряд недостатков, таких как зависимость дисперсии от длины волны, смещение спектральных элементов вдоль щели, так называемое искривление линий, невозможность достижения больших значений дисперсии при использовании одной призмы, и как следствие этого — большое поглощение света в общей толще стекла, трудности получения больших однородных масс оптического стекла при изготовлении призм больших размеров и др. Дифракционная решетка обладает также рядом негативных особенностей, но лишена главных недостатков призмы, перечисленных выше.

Под дифракционной решеткой понимают периодическую структуру, состоящую из чередующихся узких параллельных полос, называемых штрихами, поглощающих и пропускающих (зеркально отражающих) свет. Дисперсионный эффект достигается вследствие интерференции отдельных пучков света, образованных после прохождения (отражения) его через решетку. Так в определенных направлениях из-за образовавшейся разности хода в пучках излучение в одних длинах волн будет усиливаться, в других, для которых разность хода отдельных пучков будет нецелочисленна, ослабляться. Таким образом, при прохождении (отражении) света через решетку будет наблюдаться угловое распределение по длинам волн. Под периодом решетки d понимают общую ширину прозрачной (зеркально отражающей), т. е. рабочей части и поглощающей свет нерабочей части отдельной полосы (штриха).

Для вывода основных уравнений дифракционной решетки сначала определим некоторые угловые соотношения. Введем систему координат, так что плоскость решетки будет находиться в плоскости рисунка. Ось Y направлена поперек штрихов,

ось Z — вдоль них, а ось X — перпендикулярно к плоскости решетки. Начало координат разместим в ее геометрическом центре, (рис. 1.4). Пусть r' — это луч, падающий под определенным углом в центр решетки, а r'' — это направление выходного луча. Угол ψ , называемый углом падения, это угол между нормалью к плоскости решетки и проекцией падающего луча на плоскость XU , соответственно, φ — угол между нормалью и проекцией выходного луча на плоскость XU называется углом дифракции. Запишем теперь соотношения для направляющих косинусов лучей r' и r'' , используя обозначения, приведенные на рис. 1.4:

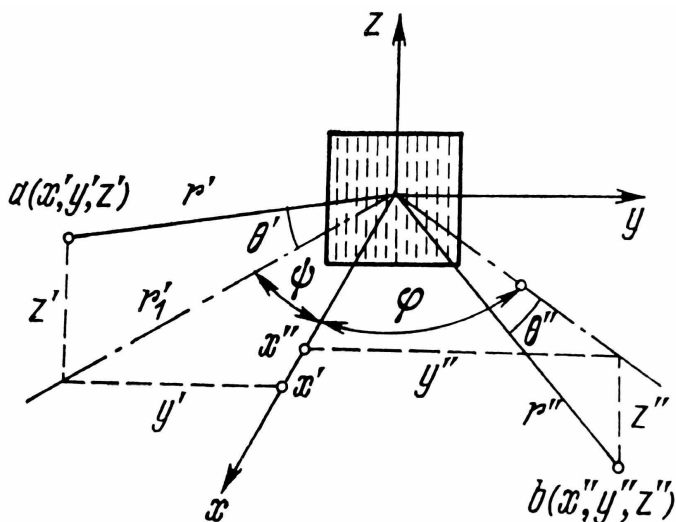


Рис. 1.4. Система координат и схема взаимного расположения дифракционной решетки, падающего и дифрагированного лучей [2, рис. 3.4]

$$\begin{aligned}
\alpha' &= \frac{x'}{r'} = \frac{x'}{r'_1} \cos \theta' = \cos \theta' \cos \psi \\
\beta' &= \frac{y'}{r'} = \frac{y'}{r'_1} \cos \theta' = \cos \theta' \sin \psi \\
\gamma' &= \frac{z'}{r'} = \sin \theta',
\end{aligned} \tag{1.7}$$

$$\begin{aligned}
\alpha'' &= \frac{x''}{r''} = \frac{x''}{r''_1} \cos \theta'' = \cos \theta'' \cos \psi \\
\beta'' &= \frac{y''}{r''} = \frac{y''}{r''_1} \cos \theta'' = \cos \theta'' \sin \psi \\
\gamma'' &= \frac{z''}{r''} = \sin \theta'',
\end{aligned} \tag{1.8}$$

где $r'_1 = r' \cos \theta'$ и $r''_1 = r'' \cos \theta''$ - проекции r' и r'' на плоскость XY , а θ' и θ'' - соответствующие углы проекций.

Запишем еще ряд выражений для покоординатных сумм направляющих косинусов лучей r' и r'' , которые понадобятся далее:

$$\begin{aligned}
\delta &= \alpha' + \alpha'' = \cos \theta' \cos \psi + \cos \theta'' \cos \varphi \\
\mu &= \beta' + \beta'' = \cos \theta' \sin \psi + \cos \theta'' \sin \varphi \\
\nu &= \gamma' + \gamma'' = \sin \theta' + \sin \theta''.
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Пусть теперь на отражательную решетку с периодом d падает плоская световая волна. Если в произвольной точке $a(x', y', z')$ амплитуду волны можно представить следующим уравнением:

$$E(x', y', z') = E_0 \exp(i\omega t),$$

то после того, как волна достигнет поверхности решетки в точке с координатами x, y, z , волновое уравнение будет иметь следующий вид:

$$E(x, y, z) = \frac{E_0}{R'} \exp(i\omega t - kR'),$$

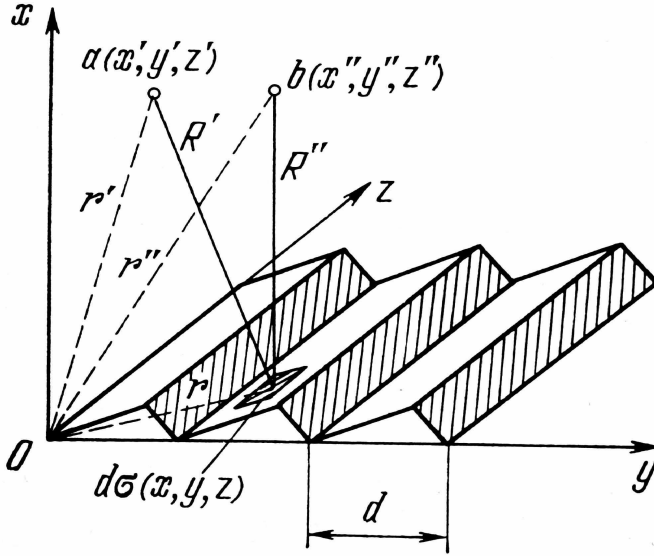


Рис. 1.5. Схема, поясняющая вывод уравнения результирующего поля дифракционной решетки [2, рис. 3.2)]

где R' — расстояние между этими двумя точками, а $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число (рис. 1.5). В этом уравнении учитывается изменение амплитуды и фазы волны, приходящей в точку с координатами x, y, z . После отражения волна приходит в точку $b(x'', y'', z'')$. Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, каждая элементарная площадка решетки излучает сферическую волну, которая также проходит через точку b . Запишем выражение для волны, пришедшей в точку $b(x'', y'', z'')$ от элементарной площадки $d\sigma(x, y, z)$:

$$dE(x'', y'', z'') = \frac{\rho E_0}{R' R''} \exp\{i[\omega t - k(R' + R'')]\} d\sigma,$$

здесь ρ — коэффициент отражения, а R'' — расстояние между площадкой $d\sigma(x, y, z)$ и точкой $b(x'', y'', z'')$. Далее, если пред-

положить, что точки a и b отстоят достаточно далеко от решетки, можно считать, что амплитуда волны, пришедшей в точку b от любой элементарной площадки решетки, постоянна: $E'_0 = \frac{\rho E_0}{R' R''}$. Введя следующее обозначение $R_0 = r' + r''$, после некоторых элементарных преобразований можно сделать следующую замену, используя уже известные величины: $R' + R'' = R_0 - (x\delta + y\mu + z\nu)$.

Проинтегрировав по всей площади решетки, получаем следующее выражение для амплитуды волны в удаленной точке:

$$E(x'', y'', z'') = E'_0 \exp[i(\omega t - k R_0)] \int_{\sigma} \exp[i\omega(x\delta + y\mu + z\nu)] d\sigma.$$

Выражение для интенсивности излучения, соответственно, будет иметь следующий вид:

$$J(x'', y'', z'') = E E^* = (E'_0)^2 \left[\int_{\sigma} \exp[ik(x\delta + y\mu + z\nu)] d\sigma \right] \times \\ \times \left[\int_{\sigma} \exp[-ik(x\delta + y\mu + z\nu)] d\sigma \right].$$

После довольно кропотливых преобразований, которые полностью приведены, например, в [2], интеграл интенсивности окончательно можно представить произведением трех интегралов:

$$J = (E'_0)^2 J_z \cdot J_N \cdot J_{\Delta}, \quad (1.10)$$

или в более явном виде, в случае плоской амплитудной решетки, произведением следующих трех функций:

$$J = (E'_0)^2 z_0^2 y_0^2 \left(\frac{\sin u_1}{u_1} \right)^2 \left(\frac{\sin Nv}{\sin v} \right)^2 \left(\frac{\sin u'}{u'} \right)^2, \quad (1.11)$$

здесь

$$u_1 = \frac{k z_0 \nu}{2}, \quad v = \frac{k d \mu}{2}, \quad u' = \frac{k y_0 \mu}{2}, \quad (1.12)$$

где z_0 — высота решетки, y_0 — ширина рабочего участка отдельного штриха (полоски), N — общее число штрихов решетки.

Первый интеграл J_z определяет дифракционную картину вдоль стороны Z , т. е. вдоль штрихов решетки, и ответственен за разрешение поперек дисперсии. По существу, это дифракционная функция на прямоугольном отверстии шириной z_0 . Она не влияет на формирование изображения в направлении дисперсии, а определяет разрешение вдоль длинной стороны щели.

Второй J_N , называемый интерференционным, и третий J_Δ — дифракционный интегралы наиболее важны, т. к. участвуют в распределении энергии вдоль оси Y , т. е. в направлении поперек штрихов, в котором и формируется спектр.

Рассмотрим вторую (интерференционную) функцию в выражении (1.11), она принимает максимальное значение при $v = 0$, а также при всех $v_{max} = \pm m\pi$, где m — любое целое число. Подставляя вместо v его выражение из (1.12), получим:

$$v_{max} = \frac{kd\mu}{2} = \pm m\pi.$$

Далее, вспомнив, что $k = 2\pi/\lambda$ и подставив вместо μ выражение из (1.9), после некоторых преобразований получим следующее уравнение:

$$d\mu_{max} = d(\cos \theta' \sin \psi + \cos \theta'' \sin \varphi) = \pm m\lambda.$$

Окончательно, переходя в плоскость XY (плоскость дисперсии), где в основном и работают с дифракционной решеткой, имеем $\theta' = \theta'' = 0$, отсюда получаем основное уравнение дифракционной решетки:

$$d(\sin \psi + \sin \varphi_{max}) = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (1.13)$$

Как можно видеть, полученное выше уравнение имеет много решений относительно угла дифракции φ_{max} при фиксированном значении всех других переменных, кроме, естественно,

параметра m . Это означает, что для решетки с заданным периодом d при определенном угле падения ψ излучение с длиной волны λ_1 после отражения от решетки будет иметь, как показано на рис. 1.6, ряд дифракционных максимумов на углах $\varphi_0, \pm\varphi_1(\lambda_1), \pm\varphi_2(\lambda_1), \pm\varphi_3(\lambda_1) \dots$. Для других длин волн будет, естественно, свой набор значений $\varphi_i(\lambda_i)$ при всех других неизменных параметрах. Таким образом, уравнение (1.13) вскрывает одно важное свойство дифракционной решетки — множественность направлений, в которых концентрируется энергия излучения какой-либо избранной длины волны. Это приводит к разбиению общего спектрального потока на ряд составляющих, называемых порядками спектра, а значит, и к ослаблению световой энергии в каждом отдельном порядке. Такое, казалось бы, отрицательное свойство в некоторых ситуациях, как будет показано далее, выливается в неоспоримое преимущество решетки перед другими дисперсионными элементами.

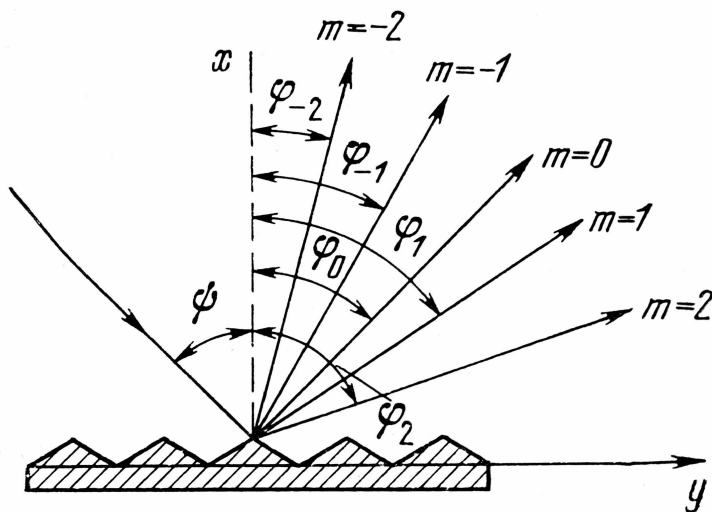


Рис. 1.6. Направления на спектры различных порядков [2, рис. 3.7]

Следует выделить одно решение при $m = 0$. В этом случае отсутствует зависимость φ от λ , а единственное значение угла дифракции $\varphi = -\psi$, что соответствует зеркальному отражению от плоскости решетки.

Продифференцировав далее уравнение (1.13) по λ , полагая d и ψ константами, получим следующее выражение для угловой дисперсии:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (1.14)$$

Отсюда вытекают два важных свойства: 1) дисперсия растет с увеличением номера порядка и 2) при больших значениях номера порядка $m \gg 1$ величина дисперсии мало меняется с ростом m . Следует также отметить зависимость $\frac{d\varphi}{d\lambda}$ от d . Чем уже штрихи решетки, тем больше величина дисперсии. В несколько меньшей степени наличествует зависимость дисперсии от угла φ .

Рассмотрим теперь функцию, отвечающую за распределение энергии в отдельном монохроматическом максимуме, так называемую аппаратную функцию, ширина которой определяет спектральное разрешение, создаваемое данной дифракционной решеткой. Ее вид полностью определяется второй, или интерференционной функцией в уравнении (1.11). Она имеет ряд узких главных максимумов высотой N^2 , разделенных достаточно большими промежутками с чередованием маленьких локальных максимумов и минимумов, что проиллюстрировано на рис. 1.7. Используя уравнение, аналогичное (1.13), но выведенное для условия минимумов интерференционной функции, можно показать, что полуширина главного максимума определяется выражением

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{W \cos \varphi} = \frac{\lambda}{D_\varphi}, \quad (1.15)$$

где $W = Nd$ – полная ширина решетки, а $D_\varphi = W \cos \varphi$ – полная ширина дифрагированного пучка в направлении φ . Можно отметить, что полуширина интерференционного максимума

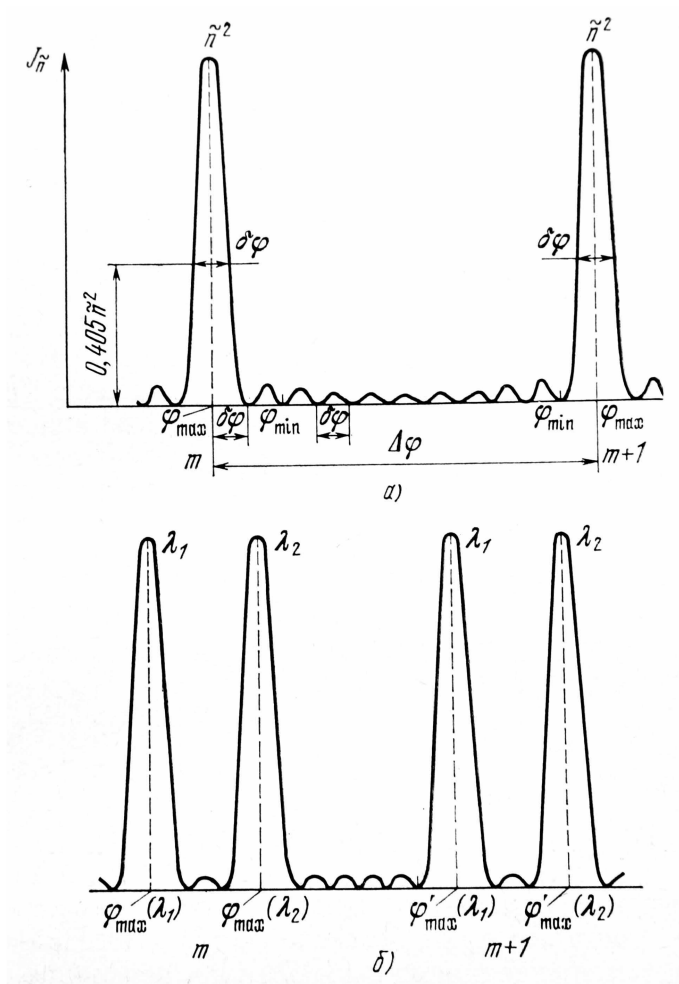


Рис. 1.7. Интерференционная функция J_N (a) и положение главных максимумов для длин волн λ_1 и λ_2 (b); $\tilde{n} \equiv N$ – полное число штрихов решетки [2, рис. 3.6]

практически совпадает с полушириной дифракционного максимума при использовании нормальной щели $\delta\varphi_a \sim \lambda/D_2$. Таким образом, дифракционная решетка, используемая в качестве дисперсионного элемента щелевого спектрографа, не ухудшает его спектральное разрешение. Далее получим выражение для величины R в случае дифракционной решетки. Из уравнений (1.14) и (1.15) следует, что

$$\delta\lambda = \delta\varphi \frac{d\lambda}{d\varphi} = \frac{\lambda}{mN},$$

откуда

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (1.16)$$

Такую зависимость R от m и N легко понять. Увеличение m приводит, согласно (1.14), к росту угловой дисперсии и, следовательно, к увеличению расстояния между главными максимумами интерференционной функции, а увеличение N (при постоянном d) ведет к увеличению ширины решетки W и, в соответствии с (1.15), к уменьшению ширины главных максимумов $\delta\varphi$. В обоих случаях при увеличении m или N относительная ширина максимумов аппаратной функции решетки уменьшается, следовательно, величина R возрастает, и наоборот.

Как уже указывалось, дифракционная решетка образует несколько спектров. Спектры различных порядков могут перекрываться, и, следовательно, отсутствует однозначная зависимость между положением спектральной линии в спектре и ее длиной волны. Это связано с тем, что соотношение (1.13), определяющее направление на главные интерференционные максимумы, при одном и том же значении угла дифракции φ выполняется для различных величин m и λ :

$$d(\sin \psi + \sin \varphi_{max}) = m_1 \lambda_1 = m_2 \lambda_2 = \dots$$

В спектре m -го порядка всегда можно выделить участок, в котором не содержится длин волн короче, чем длины волн $(m+1)$ -го порядка, налагающиеся на область m -го порядка.

Иначе, пусть в m -м порядке спектра длинноволновая граница λ_2 совпадает с коротковолновой границей λ_1 в спектре $(m + 1)$ -го порядка, тогда

$$d(\sin \psi + \sin \varphi_{max}) = m\lambda_2 = (m + 1)\lambda_1.$$

Отсюда область спектра, свободная от переналожений, т. е. область дисперсии, равна

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_1}{m}. \quad (1.17)$$

При работе в m -м порядке для исключения влияния излучения с длиной волны короче, чем λ_1 , налагающегося из соседнего $(m + 1)$ -го порядка, необходимо применение фильтра, обрезающего это излучение. То же самое требуется сделать и с длинноволновым излучением из $(m - 1)$ -го порядка. Здесь следует помнить, что чем больше номер рабочего порядка, тем меньше область дисперсии.

Осталось рассмотреть влияние на спектр третьего интеграла J_Δ . В случае плоской решетки он, согласно (1.11), представляется дифракционной функцией $\left(\frac{\sin u'}{u'}\right)^2$, которая имеет максимум при значении $u' = 0$. Подставляя в последнее выражение соответствующие значения из (1.9) и (1.12) и переходя в плоскость дисперсии, получаем $\mu_{max'} = \sin \psi + \sin \varphi'_{max} = 0$; отсюда имеем $\varphi'_{max} = -\psi$, т. е. направление на центр главного дисперсионного максимума определяется зеркальным отражением от плоскости решетки. Вместе с тем, и направление на нулевой, ахроматический максимум спектра определяется также зеркальным отражением. Это означает, что максимальное значение произведения двух функций $J_N J_\Delta$, а следовательно, и максимальная интенсивность в спектре наблюдаются в нулевом порядке. По аналогии с рассмотренными ранее функциями дифракции на прямоугольном отверстии можно записать выражение для полуширины дифракционного интеграла как $\delta\varphi' = \lambda/y_0 \cos \varphi$. Из-за малости значения y_0 ширина дифрак-

ционной функции будет существенно больше аппаратной функции и сравнима с расстоянием между порядками спектра. Таким образом, в случае амплитудной решетки наибольшая часть световой энергии, падающей на решетку, приходится на нулевой, нерабочий порядок. В результате интенсивность спектров с $m \neq 0$ мала и зависит от m , а из них наиболее интенсивен спектр первого порядка (рис. 1.8). На практике, если есть необходимость в большей величине дисперсии, возможна работа во втором, а иногда и в третьем порядках спектра.

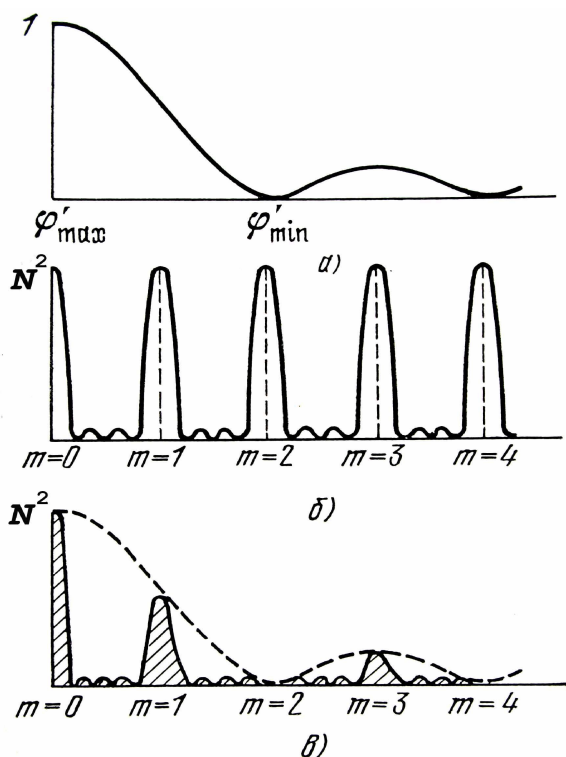


Рис. 1.8. Дифракционная (а) и интерференционная (б) функции, а также результат их произведения (в) [2, рис. 3.15]

Контрольные вопросы

1. Какие два основных диспергирующих элемента используются в астрономических спектрометрах?
2. Почему в современных спектрометрах чаще используется дифракционная решетка?
3. Назовите основные параметры дифракционной решетки?
4. Какими тремя составляющими определяется распределение энергии после отражения волнового фронта от плоской дифракционной решетки?
5. Что в спектре дифракционной решетки определяется интерференционным и дифракционным интегралами?
6. Как выглядит основное уравнение дифракционной решетки?
7. Что такое порядок спектра?
8. Какими параметрами решетки определяется величина дисперсии?
9. От чего зависит величина спектрального разрешения при использовании дифракционной решетки?
10. На какой порядок приходится максимум световой энергии при использовании плоской дифракционной решетки?
11. В каких номерах порядков плоской дифракционной решетки можно работать и почему?
12. Что такое область дисперсии?

1.4. Дифракционная решетка с профилированным штрихом

Как было отмечено выше, чтобы иметь большое разрешение, как правило, необходимо работать в области больших дисперсий, а значит, и высоких порядков. Но при использовании плоской амплитудной решетки в области высоких порядков интенсивность излучения в спектре практически равна нулю. Возможно ли в случае использования дифракционной решетки осуществить перераспределение энергии спектра в область порядков с $m \neq 0$?

Рассмотрим дифракционную решетку, у которой штрихи имеют пилообразную форму (рис. 1.9), и будем искать результирующее распределение интенсивности в плоскости дисперсии

такой решетки. Для этой цели нужно, как это сделано выше, вычислить интегралы по профилю штриха, входящие в общее выражение для интенсивности (1.10).

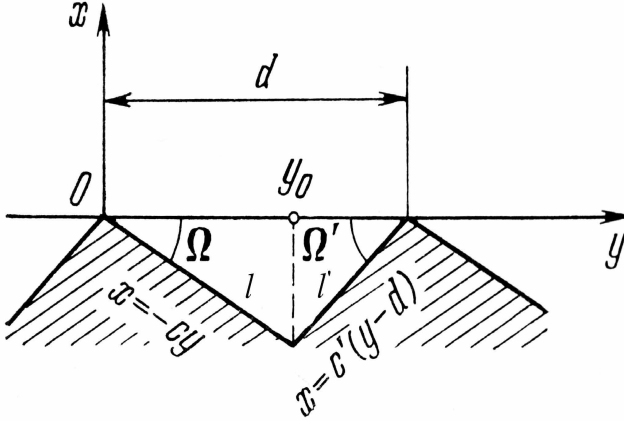


Рис. 1.9. Схема треугольного профиля штриха профилированной решетки [2, рис. 3.16]

В плоскости xy грани профилированного (треугольного) штриха решетки описываются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} x &= -cy, & 0 \leq y \leq y_0, \\ x &= c'(y-d), & y_0 \leq y \leq d, \end{aligned} \quad (1.18)$$

где $c = \operatorname{tg} \Omega$, $c' = \operatorname{tg} \Omega'$, а длины граней равны l и l' . Обе грани пересекаются в точке с координатой $y_0 = c'd/(c' + c)$.

Как показывают вычисления (см., например: [2]), в случае решетки с профилированным штрихом первые две функции в произведении (1.11) будут такими же, как и у плоской решетки. Функция, описывающая интеграл J_Δ , примет более сложный вид, а именно

$$J_{\Delta} = l^2 \left(\frac{\sin u'}{u'} \right)^2 + l'^2 \left(\frac{\sin u''}{u''} \right)^2 + 2ll' \left(\frac{\sin u'}{u'} \right) \left(\frac{\sin u''}{u''} \right) \cos u''', \quad (1.19)$$

при этом

$$\begin{aligned} u' &= k(\mu - c\delta)y_0/2 = \pi(\mu - c\delta)y_0/\lambda, \\ u'' &= k(\mu + c'\delta)(d - y_0)/2 = \pi(\mu + c'\delta)(d - y_0)/\lambda, \\ u''' &= u' + u'' + kd\mu. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Отсюда получаем, что главные максимумы интерференционного интеграла J_N , равные N^2 , умножаются на сумму из трех членов. Первые два члена суммы (1.19) представляют собой распределение энергии при дифракции на гранях l и l' , а третий член обусловлен совместной дифракцией на обеих гранях.

Найдем направление на главный дифракционный максимум при отражении от одних и тех же граней штрихов решетки $\left(\frac{\sin u'}{u'} \right)^2$. Как известно, эти направления определяются из условия $u'_{max} = 0$, откуда, учитывая (1.20), имеем $\pi(\mu - c\delta)y_0/\lambda = 0$ или $u'_{max} = c\delta_{max}$. Делая подстановку $c = \operatorname{tg} \Omega$ и учитывая (1.9), получаем

$$\sin \psi + \sin \varphi_{max} = \operatorname{tg} \Omega (\cos \psi + \cos \varphi_{max}).$$

После проведения элементарных тригонометрических преобразований находим

$$\operatorname{tg} \frac{\psi + \varphi_{max}}{2} = \operatorname{tg} \Omega$$

или

$$\psi + \varphi_{max} = 2\Omega. \quad (1.21)$$

Если для этих же углов падения ψ и дифракции φ_{max} выполняется условие интерференционного максимума (1.13), тогда для определенного порядка m имеем максимальную величину интенсивности в спектре. Таким образом, в случае решетки

с профилированным штрихом максимум дифракционного распределения может совпадать с максимумом спектра порядка, отличного от нулевого.

Изложенное выше имеет простой геометрический смысл. Пусть ψ — угол между падающим лучом и нормалью к плоскости решетки (рис. 1.10), ON — нормаль к грани l в точке падения луча, φ_{max} — угол дифрагированного луча относительно нормали к плоскости решетки, а η и η' — углы падающего и дифрагированного лучей относительно нормали ON . Тогда $\eta = \Omega - \psi$ и $\eta' = \varphi_{max} - \Omega$. Используя соотношение (1.21), получаем $\Omega - \psi = \varphi_{max} - \Omega$, отсюда следует $\eta = \eta'$. Это означает, что направление на максимум дифракционной функции $\left(\frac{\sin u'}{u'}\right)^2$ определяется зеркальным отражением падающего луча от грани штриха.

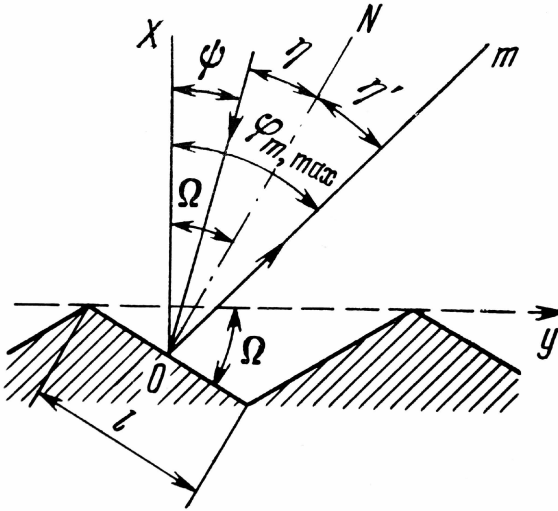


Рис. 1.10. Геометрическое определение направления на дифракционный максимум m -го порядка. ON — нормаль к грани штриха, OX — нормаль к плоскости решетки [2, рис. 3.17]

Таким образом, варьируя углы наклона граней штрихов профилированной решетки Ω и Ω' , значения d и ψ , можно, меняя направление на дифракционный максимум, совмещать его с любым интерференционным максимумом. Чем меньше Ω , тем меньший интерференционный порядок попадает на дифракционный максимум, и при $\Omega = 0$ имеем плоскую решетку. Как уже отмечалось выше, чтобы большая часть световой энергии концентрировалась в спектре, построенном только одной гранью профиля решетки, их изготавливают с несимметричным профилем. Такие решетки, концентрирующие энергию в одном из ненулевых порядков, чаще всего в первом или втором, реже — в более высоких, до $m = 5$, называются *эшелеттами*. Обычно у эшелеттов угол между гранями l и l' составляет $\sim 90^\circ$, а $\Omega \leq 20^\circ$. Угол φ_{max} , под которым происходит концентрация энергии, называется углом блеска (*blaze*).

При практическом использовании эшелеттов могут возникать различные задачи, связанные с выбором параметров эшелетта и его установки для заданной области исследуемого спектра с целью получения наибольшей интенсивности в том или ином порядке спектра. Иными словами, нужно найти такие углы ψ , φ , параметры эшелетта d , Ω , а также порядки спектра m и длины волн, которые одновременно бы удовлетворяли соотношениям (1.13) и (1.21). Для удобства приведем их вместе:

$$d(\sin \psi + \sin \varphi_{max}) = m\lambda_{b,m}, \quad \psi + \varphi_{max} = 2\Omega, \quad (1.22)$$

здесь $\lambda_{b,m}$ означает длину волны, для которой выполняется условие блеска в порядке спектра m . Таким образом, для решетки с профилированным штрихом имеется два основных уравнения и на один параметр больше по сравнению с плоской амплитудной решеткой. Это, в свою очередь, дает возможность выбирать порядок, в котором желательно иметь максимальную концентрацию энергии в спектре.

Максимум дифракционной функции эшелетта $\left(\frac{\sin u'}{u'}\right)^2$ путем подбора соответствующих значений параметров ψ , φ , Ω может быть настроен на спектр любого порядка. Выражение $d(\mu - c\delta)$, входящее в аргумент u' , можно преобразовать, используя выражения (1.9), (1.13), (1.21) $d(\mu - c\delta) = m(\lambda - \lambda_{b,m})$, тогда

$$u' = \frac{\pi}{\lambda} d(\mu - c\delta) = \pi m \left(1 - \frac{\lambda_{b,m}}{\lambda}\right). \quad (1.23)$$

Поскольку аргумент u' зависит от m , очевидно, что и форма дифракционной функции по аргументу λ будет зависеть от номера порядка. Можно показать, что при значениях аргумента $u' = \pm\pi/2$ значение дифференциальной функции уменьшается с 1 до значения 0.405 соответственно, точно так же в 2.5 раза уменьшается и значение интенсивности спектра порядка m . Подставляя в выражении (1.23) вместо u' значения $\pm\pi/2$, найдем значения длин волн, соответствующих границам области падения интенсивности спектра почти в e раз:

$$\lambda' = \lambda_{b,m} \frac{2m}{2m+1}, \quad \lambda'' = \lambda_{b,m} \frac{2m}{2m-1}. \quad (1.24)$$

Разность значений λ'' и λ' определяет ширину области, в пределах которой интенсивность спектра порядка m имеет достаточную величину:

$$\lambda'' - \lambda' = \lambda_{b,m} \frac{4m}{2m^2 - 1}. \quad (1.25)$$

Эту область длин волн называют *областью концентрации излучения* или *областью энергетической эффективности эшелетта*. Из формул (1.24) видно, что величина $\lambda_{b,m}$ не равна среднему арифметическому λ'' и λ' , что является следствием асимметрии дифракционной функции по аргументу λ .

1. В чем отличие профильной дифракционной решетки от плоской?
2. Чем выражение для дифракционного интеграла профильной дифракционной решетки отличается от аналогичной величины для плоской решетки?
3. На какие номера порядков может приходиться максимум световой энергии профильной решетки?
4. Какие дифракционные решетки называют эшелеттами?
5. Что является причиной быстрого падения световой энергии на краях порядков эшелетта?
6. Что понимают под областью энергетической эффективности эшелетта?

1.5. Спектрометры со скрещенной дисперсией

Как уже отмечалось ранее, угловая дисперсия и разрешающая способность решетки значительно возрастают при увеличении угла дифракции. Если в случае плоской решетки увеличение угла дифракции φ всегда приводит к уменьшению интенсивности спектра, то в случае эшелетта можно решить задачу увеличения $d\varphi/d\lambda$, R и получения большой интенсивности спектра. При работе решетки по автоколлимационной схеме и одновременном выполнении условия блеска $\psi = \varphi_{max} = \Omega$ выражения угловой дисперсии и разрешения можно записать следующим образом:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2 \operatorname{tg} \Omega}{\lambda_{b,m}}, \quad R = \frac{2W \sin \Omega}{\lambda_{b,m}}. \quad (1.26)$$

Видно, что для увеличения $d\varphi/d\lambda$ и R следует увеличивать Ω – угол скоса рабочей грани штриха. Поскольку, как было отмечено выше, увеличение угловой дисперсии и разрешения возможно при работе в высоких порядках, то увеличение угла Ω автоматически предполагает и работу при больших значениях m . Одновременно увеличение Ω влечет за собой увеличение

углов падения и дисперсии, что приводит к почти скользящему падению светового пучка на решетку. Это обстоятельство, в свою очередь, ведет к увеличению постоянной решетки d , а значит, и к уменьшению числа штрихов на единицу длины решетки.

Решетки, имеющие угол Ω , лежащий в пределах $30 \div 75^\circ$, $d = 0.1 \div 0.01$ мм, т. е. $10 \div 100$ штрихов на мм, работающие в порядках $m = 30 \div 300$ и имеющие, согласно (1.25), малую область дисперсии $\Delta\lambda = 15 \div 150 \text{ \AA}$, называются *эшелле*.

В отличие от эшелле, плоские амплитудные решетки, работающие в первых порядках, для обеспечения достаточно большой величины дисперсии и разрешения имеют от нескольких сотен до тысяч штрихов на миллиметр и область дисперсии до нескольких тысяч ангстрем. Соответственно, и линейные размеры такого спектрального участка оказываются большими. Регистрировать такие «длинные» спектры раньше можно было только на фотопластинках. В настоящее время в качестве приемников излучения применяются ПЗС-матрицы, обладающие рядом неоспоримых преимуществ при регистрации светового потока перед фотоэмульсией, но имеющие малые геометрические размеры.

Вот здесь и сказываются преимущества решеток эшелле, имеющих малую область дисперсии, а значит, и малые линейные размеры участка спектра. Однако, как и в случае амплитудной решетки, спектральные порядки с большими значениями m налагаются один на другой и «загрязняют» спектр отдельного порядка.

Выход был найден в применении еще одного диспергирующего элемента, расположенного так, чтобы направление его дисперсии было перпендикулярно направлению дисперсии решетки эшелле. В этом случае порядки спектра, имеющие на одних и тех же углах дисперсии разные длины волн, будут смещены друг относительно друга в направлении, перпендикулярном основной дисперсии. Если при этом использовать светосильный и короткофокусный камерный объектив, то стано-

вится возможным уложить такой двумерный спектр в размеры ПЗС-матрицы. По существу, учитывая, что дисперсии высоких порядков отличаются мало, имеем один спектр, как бы нарезанный на отдельные кусочки (строки), уложенные друг под другом. Спектрографы, работающие с эшелле-решетками и имеющие дополнительный дисперсионный элемент, называются спектрографами со скрещенной дисперсией, или эшелле-спектрографами. В качестве второго диспергирующего элемента применяют призмы или плоские решетки с небольшим количеством штрихов на миллиметр (до двух-трех сотен). Величина дисперсии второго дисперсионного элемента подбирается таким образом, чтобы длины волн в соседних порядках, приходящиеся на один и тот же угол дифракции φ_p , смещались бы в направлении перекрестной дисперсии на угол $\Delta\varphi_n$, при котором исключалось бы переналожение порядков при определенной высоте спектра h_2 (рис. 1.11). На практике величина дисперсии подбирается так, чтобы между порядками были пустые промежутки, в которых можно было бы измерить фон рассеянного в спектрографе света.

Параметры решетки d и Ω и ее установку рассчитывают таким образом, чтобы для длин волн $\lambda_{b,m}$, $\lambda_{b,m+1}$, $\lambda_{b,m+2}$, расположенных в середине строк, выполнялось условие блеска. Тогда каждой строке спектрограммы будет отвечать область максимума концентрации энергии решетки. Это обстоятельство является важным преимуществом приборов со скрещенной дисперсией.

Как уже отмечалось выше, решетки эшелле в астрономических спектрометрах высокого разрешения ($R = 10000 \div 100000$) работают под большими углами блеска $60 \div 80^\circ$, т. е. освещаются достаточно наклонными пучками света, почти скользящими вдоль поверхности решетки. Это приводит к тому, что линейные размеры решетки должны быть достаточно большими, а световые пучки и остальные элементы спектрографа (коллиматор, камерный объектив), соответственно, иметь большие диаметры ($200 \div 300$ мм). Таким образом, сам эшелле-

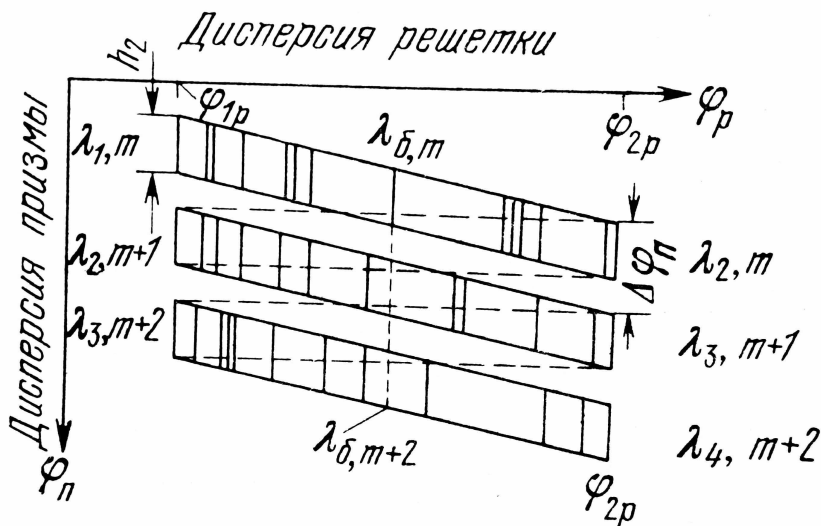


Рис. 1.11. Схема метода скрещенной дисперсии [2, рис. 3.31]

спектрограф (чаще именуемый спектрометром) может занимать пространство размером с небольшую комнату. Для питания такого спектрометра чаще всего используются фокусы кудэ или Несмита больших телескопов. Эшелле-спектрометры, используемые на телескопах умеренных размеров, имеют отдельную щелевую часть, устанавливаемую в фокусе Кассегрена и соединенную посредством световода с основной частью спектрометра, стационарно расположенной в непосредственной близости от телескопа.

Щелевые части современных спектрометров оснащены видеоподсмотрками и автоматическими системами компенсации атмосферного дрожания изображений для обеспечения режима максимальной засветки щели. В целях более полного использования энергии света в изображении звезды, которое, особенно в случае работы в крупномасштабных фокусах больших телескопов, заметно больше ширины щели спектрометра,

применяют так называемые резатели изображений различных конструкций. Например, в целевой части спектрометра НЭС 6-метрового телескопа САО РАН установлен резатель изображений, представляющий собой две дополнительные щели, расположенные по обеим сторонам основной щели и пропускающие свет с периферийных частей изображения звезды, который далее посредством призм направляется в оптическую систему спектрометра, создавая спектры соответствующих порядков сверху и снизу от изображения основного спектра [6]. Естественно, интенсивность этих дополнительных спектров будет ниже, чем у основного спектра, образованного центральной, наиболее яркой частью изображения звезды. В дальнейшем при обработке все три компонента спектра суммируются для повышения отношения сигнал/шум.

Светоприемником в современных спектрометрах, как правило, является ПЗС-матрица. В настоящее время это наиболее совершенный твердотельный приемник излучения. Максимальная квантовая эффективность ПЗС-матрицы может превышать 90 %, при средних величинах — $60 \div 70$ %. Спектральная чувствительность охватывает весь видимый диапазон. Максимум, как правило приходится на красную область спектра. В настоящее время созданы так называемые тонкие ПЗС-матрицы с обратной засветкой, максимум спектральной чувствительности которых смещен в синюю область.

Несмотря на большую квантовую эффективность, при регистрации слабых потоков света, которые имеют место при спектральных наблюдениях звезд, тепловой шум ПЗС-приемника может свести на нет результаты наблюдений. Поэтому ПЗС-матрицы охлаждают, помещая их в криостаты с жидким азотом. При температуре -140°C тепловые шумы практически не проявляются даже при длительных экспозициях. Единственным недостатком ПЗС-приемников по сравнению с другими приемниками излучения, например фотопластинками, до последнего времени являлись небольшие размеры кремниевого сенсора. Сейчас и это ограничение преодолевается за счет раз-

вития технологии выращивания однородных кремниевых пластин достаточно больших размеров, а также посредством сборки в одну матрицу большого числа ПЗС обычных размеров.

Контрольные вопросы

1. В чем отличие решетки эшелле от эшелета?
2. Какую величину называют углом блеска решетки?
3. Какой дополнительный оптический элемент имеется в спектрометрах со скрещенной дисперсией, по сравнению с классическим спектрометром, и каково его предназначение?
4. В чем основное отличие вида спектра, полученного на спектрометре со скрещенной дисперсией, от спектра с классического щелевого спектрометра?

1.6. Эшелле-спектрометры с оптоволоконным входом

Очевидно, что получение стабильных и точных результатов при проведении спектральных наблюдений возможно только в случае, если спектрометр не подвергается переменным механическим нагрузкам и температурным изменениям. Это достигается, когда прибор находится в стационарных условиях (в отдельном закрытом помещении), и все его оптические элементы установлены на жестком основании. В идеальном случае спектрометр должен быть помещен в термостатируемый вакуумированный объем. Некоторые телескопы, применяемые в качестве питающей оптики спектрометров, имеют фокус кудэ, когда фокальная плоскость изображения формируется в полярной оси и остается неподвижной относительно павильона при любых поворотах телескопа. Изображение объекта при этом поворачивается вокруг оптической оси вследствие вращения телескопа вслед за суточным движением небесной сферы, оставаясь в одной плоскости. Именно в кудэ-фокусах телескопов, как правило, располагаются помещения для установки громоздкой стационарной светоприемной аппаратуры, например спектрометры высокого разрешения.

Крупные телескопы с диаметром главного зеркала более 5 м устанавливаются на альт-азимутальных монтировках, и не все из них имеют фокус кудэ. На таких телескопах возможна установка аппаратуры на платформах в фокусах Несмита («ломанный» Кассегрен), которые вследствие массивной конструкции большого телескопа достаточно стабильны и поворачиваются вместе с телескопом только вокруг вертикальной оси, оставаясь все время в горизонтальном положении. Например, на российском телескопе БТА (Большой телескоп азимутальный) с диаметром зеркала 6 м на площадке фокуса Несмита установлен эшелле-спектрометр высокого разрешения НЭС (см. [6]).

На телескопы меньшего размера, не имеющих своего фокуса кудэ, аппаратура может быть навешена в главный фокус, либо в фокус Кассегрена (Несмита). При этом она будет подвергаться как переменным механическим, так и температурным деформациям, т. к. будет участвовать во всех перемещениях трубы телескопа, находящегося в условиях наружного воздуха. К тому же в этом случае аппаратура должна иметь не слишком большие размеры и вес.

В конце XX века было найдено решение данной проблемы, которое состояло в использовании оптоволоконного фибера, световода) для передачи света из фокуса телескопа на вход спектрометра. При этом последний может быть стационарно установлен в любом подходящем помещении на разумном расстоянии от телескопа. Здесь необходимо помнить о наличии поглощения при прохождении света через оптическое волокно. В настоящее время создано оптоволокно, пропускающее свет во всем оптическом диапазоне с небольшим коэффициентом поглощения.

При использовании оптического волокна щель используется не всегда, ее роль выполняет торец световода, на который проецируется изображение звезды, величина диаметра световода в данном случае эквивалентна ширине щели и подбирается под размер турбулентного диска изображения звезды в данном фокусе конкретного телескопа.

Использование оптоволокна для питания оптики спектрометра имеет свои особенности, как положительные, так и отрицательные. Главное преимущество уже отмечено выше и заключается в свободе выбора места установки спектрометра и обеспечении жесткости его конструкции посредством использования дополнительных элементов для устранения механических и температурных деформаций последнего. Еще одно положительное свойство связано с обеспечением на выходе оптоволокна одинакового по структуре светового потока вне зависимости от структуры изображения на входном торце. Это связано с полным перемешиванием светового потока при прохождении его через оптоволокно в процессе многократных актов полного внутреннего отражения на границе сред с различными показателями преломления, что осуществляется вблизи стенок оптоволокна. В настоящее время созданы световоды с переменным вдоль радиуса показателем преломления, что позволяет удерживать световой поток вблизи центральной части волокна, в так называемом ядре. Свойство перемешивания потока очень полезно при получении калибровочных спектров с использованием искусственных источников света, например, торий-аргоновой лампы с полым катодом и др. (см. ниже в гл. 2), поскольку позволяет получать неизменный по форме и не смещенный вдоль дисперсии инструментальный профиль как для спектра исследуемого объекта, так и для спектра источника. При использовании щели инструментальный профиль зависит от степени заполнения щели светом источника.

К отрицательным свойствам использования оптоволокна следует отнести упомянутое выше поглощение света при его прохождении по световоду. Потери могут достигать нескольких десятков процентов. Также следует упомянуть о так называемом эффекте деградации апертуры, выражающемся в увеличении степени расхождения конуса лучей, выходящих из оптоволокна, по сравнению со сходящимся конусом лучей, приходящих от объектива телескопа в фокальную плоскость. Или, иначе, происходит увеличение светосилы. Поскольку, как

описано выше, для устранения потерь света или снижения разрешающей способности спектрометра светосилы коллиматора и рабочего фокуса телескопа должны совпадать, то очень часто данная проблема решается применением на выходном торце оптоволокну положительной линзы для согласования светосил. Это приводит к небольшой потере света на отражениях от поверхностей линзы и дополнительному поглощению света ее стеклом. Применение оптоволокну также не позволяет получать спектральное распределение протяженного источника по выделенному направлению, как это имеет место в случае применения щели, — распределение вдоль длинной стороны щели.

В целом следует отметить, что отрицательные моменты использования оптического волокна не идут ни в какое сравнение с его главными достоинствами, упомянутыми выше. Более подробное описание свойств оптоволокну при использовании его для питания оптики спектрометров, а также обстоятельный обзор работающих на обсерваториях мира оптоволоконных спектрометров и их характеристик приведены в работе В. Е. Панчука и др. [3], русскоязычную версию которой можно найти в «Астрофизическом бюллетене» (2011, т. 66, № 3), размещенном на сайте Специальной астрофизической обсерватории РАН.

1.7. Схема белого зрачка

Наряду с использованием оптоволокну, изменения были внесены и в оптическую схему современных эшелле-спектрометров. Дело в том, что для сбора максимально возможного потока света от звезды, изображение которой построено крупномасштабной оптикой больших телескопов либо при больших размерах турбулентного диска, в случае производства наблюдений в плохие по качеству изображений ночи необходимо использовать оптоволокну большого диаметра. Это, в свою очередь, увеличивает ширину инструментального профиля спектрометра, и, следовательно, уменьшает его спектральное разрешение. Для сохранения разрешения, согласно формуле (1.16), необхо-

димо уходить в область высоких порядков, увеличивая дисперсию. Это, в свою очередь, влечет за собой применение решеток эшелле с большим углом скоса рабочей грани (1.26), а значит, и большим углом блеска. Однако применение решеток в обычной схеме спектрометра со скрещенной дисперсией для исключения виньетирования отраженного коллимированного пучка другими оптическими элементами заставляет ориентировать главную плоскость эшелле-решетки под значительным углом к оптической оси коллиматора. Это приводит к астигматизму отраженного пучка, а значит, и к геометрическим искажениям в результирующем спектре, которые тем больше, чем больше угол блеска применяемой решетки.

Для исключения этого явления еще в 70-х годах прошлого века была предложена так называемая схема белого зрачка, в которой отклонения осей прямого и отраженных пучков минимальны, а возникающий небольшой астигматизм компенсируется дополнительным оптическим элементом. Одновременно данная схема позволяет минимизировать размеры самого эшелле-спектрометра за счет использования сходящихся пучков и существенного уменьшения пробега расходящихся пучков, уменьшения их диаметра и, следовательно, уменьшения размеров оптических элементов и их фокусных расстояний при заданной светосиле. Некоторые спектрометры, собранные по такой схеме, так компактны, что все оптические элементы размещаются на одной платформе, как в классических спектрографах.

Ниже показана оптическая схема оптоволоконного эшелле-спектрометра, собранного по схеме белого зрачка и установленного в павильоне 1.2-м телескопа астрономической обсерватории Уральского федерального университета (рис. 1.12). Спектрометр был спроектирован и изготовлен в лаборатории астроспектроскопии CAO РАН.

На оптической схеме видно, что расходящийся из оптоволоконного пучка белого света, как и в обычном спектрометре, становится параллельным после отражения от зеркального кол-

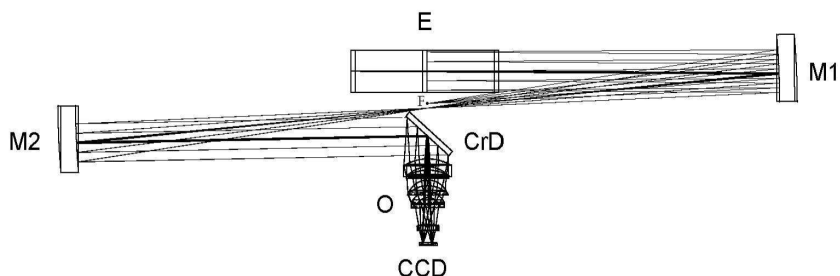


Рис. 1.12. Схема стационарной части оптоволоконного эшелле-спектрографа: F — фибер (оптоволокно), E — эшелле, M1 — зеркало первого коллиматора, M2 — зеркало второго коллиматора, CrD — решетка скрещенной дисперсии, O — объектив камеры, CCD — плоскость светоприемника [3, рис. 4]

лиматора и возвращается к коллиматору после дифракции на эшелле-решетке. Далее коллиматор, действуя уже как объектив, собирает монохромные параллельные пучки в полосу спектра, которая из-за наложения большого числа порядков практически вся состоит из белого света. Изображение спектра строится рядом с торцом оптоволоконна. Далее расходящиеся пучки попадают на второй коллиматор и, снова становясь параллельными, падают на решетку кросс-дисперсора, после отражения от которой собираются камерным объективом в эшелле-спектр, который и регистрируется ПЗС-камерой. Видно, что оптические оси всех пучков расположены под малыми углами друг к другу, т. е. практически параллельны. Исключение составляет отражение от плоской решетки кросс-дисперсора, но она, как обычное плоское зеркало, не вносит дополнительных aberrаций в оптический тракт.

По сравнению с классической схемой эшелле-спектрометра, в схеме белого зрачка происходят два дополнительных отражения, на которых теряется более 10 % света, возникает необходимость в применении дополнительного коллиматора, но в ре-

зультате использования оптической схемы с малым отклонением осей пучков друг относительно друга и к главной плоскости эшелле получается спектр с симметричным распределением энергии в отдельном порядке. Незначительная кривизна порядка вдоль линии основной дисперсии здесь обеспечивается применением в качестве кросс-дисперсора плоской дифракционной решетки.

Осталось выяснить, почему данная усложненная по сравнению с классическим спектрометром схема позволяет минимизировать размеры используемых оптических элементов и самого спектрометра, а также почему она называется схемой белого зрачка.

Все становится понятным, если рассмотреть линзовый эквивалент данной схемы, приведенный ниже, на котором изображены те же детали, что и на рис. 1.12, только в линзовом варианте, а конфигурация хода лучей значительно проще (рис. 1.13). Здесь следует обратить внимание на ход монохромных лучей, выходящих из одних и тех же точек эшелле-решетки, условно обозначенных — 1 и 2. Видно, что после прохождения двух коллиматоров, один из которых работает как объектив, монохромные лучи снова собираются в точки 1 и 2, но уже в плоскости кросс-дисперсора. Это означает, что изображение эшелле-решетки посредством использования двух коллиматоров просто переносится в область кросс-дисперсора. Поскольку коллиматоры имеют одинаковые оптические параметры (это просто одно зеркало, разрезанное на две части), изображение эшелле-решетки строится того же размера, что и сама решетка. Иными словами, несмотря на достаточно длинный оптический тракт, размеры решетки кросс-дисперсора и камерного объектива, в отличие от классического эшелле-спектрометра, сравнимы с размером пучка на первом коллиматоре. А смена хода лучей во взаимно противоположных направлениях и малые значения фокусных расстояний при заданной светосиле и небольших размерах оптических элементов позволяют сделать прибор достаточно компактным.

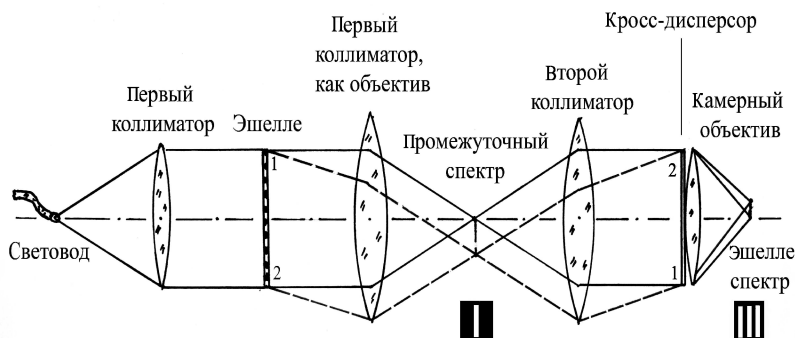


Рис. 1.13. Эквивалентная линзовая схема спектрометра белого зрачка

Теперь стоит рассмотреть перенос потока света от объектива телескопа до заключительного спектрального элемента — решетки кросс-дисперсора. Если исключить из рассмотрения оптоволоконно, т. е. рассмотреть целевой вариант спектрометра, то первый коллиматор как оптический элемент с положительной оптической силой, превращающий расходящийся от фокальной плоскости поток света в параллельный, одновременно строит на некотором удалении уменьшенное изображение объектива телескопа, так называемый выходной зрачок. Именно в этом месте и располагают эшелле-решетку. Поскольку изображение объектива построено в интегральном свете, то применительно к функции спектрометра его вполне можно назвать белым зрачком. Далее после нескольких переотражений от оптических элементов спектрометра, как показано выше, изображение эшелле-решетки, а значит, и белый зрачок строятся на последнем оптическом элементе, формирующем заключительный спектральный поток, на решетке кросс-дисперсора. Из-за перемещения выходного зрачка телескопа в область кросс-

дисперсора данная оптическая схема спектрографа и получила название схемы белого зрачка.

Подробную информацию о работающих в настоящее время на обсерваториях мира оптоволоконных спектрографах, собранных по схеме белого зрачка, их устройстве и характеристиках можно найти в работе В. Е. Панчука и др., упоминавшейся выше [см.: 3]. В приложении 1 данного пособия приведен список действующих оптоволоконных спектрометров, заимствованный из этой работы, в котором указаны их основные параметры.

Контрольные вопросы

1. С какой целью применяют оптоволокно для питания спектрометра?
2. Назовите ряд преимуществ, связанных с применением оптоволоконных спектрометров.
3. Что такое деградация апертуры и каковы способы ее исправления?
4. Какова цель применения схемы белого зрачка в спектрометре со скрещенной дисперсией?
5. Почему схема белого зрачка имеет такое название?
6. По какой причине спектрометры, построенные по схеме белого зрачка, имеют значительно меньшие габариты, чем классические спектрометры со скрещенной дисперсией?

2. Обработка эшелле-спектрограмм

2.1. Некоторые сведения о ПЗС-матрицах, структуре FITS-файла и калибровочных кадрах

Как отмечено выше, в настоящее время основным приемником излучения, применяемым в астрономии, является прибор с зарядовой связью — ПЗС-матрица (*CCD — Charge Couple Device*). Основой его является плоский кристалл кремния (полупроводник), на поверхность которого нанесена прямоугольная сетка электродов, делящая поверхность кристалла на ряд светочувствительных ячеек. Не вдаваясь в детали электронной структуры ПЗС-матрицы, отметим, что ее светочувствительность основана на выбивании валентных электронов из кристаллической решетки полупроводника фотонами падающего излучения и последующем их накоплении в созданных электродами потенциальных ямах ячеек в приповерхностном слое кристалла кремния (внутренний фотоэффект).

Устройство ПЗС-матрицы таково, что процесс считывания заряда из ячеек производится последовательным перемещением заряда из ячейки в ячейку. Процесс последовательного считывания позволяет преобразовать накопленные электронные заряды ячеек в отсчеты, пропуская их через одну и ту же электронную схему, чем достигается большая однородность процесса преобразования. Именно принцип, основанный на перемещении заряда, лег в основу названия этих приборов. Следует отметить, что на больших матрицах для ускорения процесса преобразования зарядов в отсчеты считывание отдельных

секторов матрицы может осуществляться одновременно через несколько считывающих схем. В этом случае для сопоставления результатов считывания из различных секторов матрицы необходимо знать точное соотношение коэффициентов усиления использованных для этого электронных схем. В результате применения в качестве приемников излучения ПЗС-матриц создается электронная карта распределения интенсивности излучения по полю, записанная в виде цифрового файла в память компьютера. Отсчеты выражены в единицах *ADU* — *Analog Digital Unit* (единица аналогово-цифрового преобразования). Подробное изложение деталей процесса получения ПЗС-изображения выходит за рамки данного пособия.

ПЗС-кадры записываются в файл в так называемом FITS-формате (*Flexible Image Transport System* — гибкая система передачи изображений). Этот формат был придуман задолго до появления ПЗС-матриц еще в эпоху применения магнитных лент и предназначался для записи различных научных данных. По своей структуре FITS-файл состоит из двух частей. Первые 2880 байт составляют заголовок (*Header*), который содержит информацию о записанных в файл данных. Эта информация, в свою очередь, состоит из обязательной, без которой данные из файла невозможно извлечь в правильном виде, и дополнительной частей, содержащих в основном справочную информацию. Начиная с 2881 байта в FITS-файле содержится запись непрерывного потока данных.

Так, при записи в FITS-файл двумерной карты распределения отсчетов с ПЗС-матрицы в заголовок (*Header*) записывается обязательная информация о типе данных (например, целые числа), размерности — количестве координат (например, 2), максимальных номерах ячеек по одной и другой координате (например, 1024), разрядности данных (например, 16) и т. д. и справочной информации, например, дате, времени, величине экспозиции, названии исследуемого объекта, параметрах телескопа и т. д. Следует отметить, что запись в заголовке осуществляется в определенном формате. Сначала записывается

управляющее слово, а затем в пределах определенной сетки — значение параметра. Например: Time 20 30 14.5.

Данные из ячеек записываются непрерывным потоком, один за другим, без каких-либо разделителей. Отсчет с каждой ячейки ПЗС-матрицы представляет собой целое число, записанное в два байта, значения которого лежат в пределах bias (см. ниже) — 65 535. Необходимо отметить, что в зависимости от используемых программ записи FITS-файла старший и младший байты отсчетов могут быть записаны как в прямом, так и в инверсном порядке. Программы для работы с FITS-файлами, считывая информацию из заголовка, воспроизводят данные верно, если порядок следования старшего и младшего байтов был указан правильно.

При воспроизведении на экране монитора изображения, полученного с помощью ПЗС-матрицы, отсчеты из отдельных ячеек отображаются точками различной степени яркости. Эти точки принято называть пикселями (*от англ.* pixel, picture cell — ячейка, элемент картинка). Термин пиксель будет использоваться далее.

Зарегистрированный в отдельном пикселе ПЗС-матрицы отсчет, который должен быть пропорционален количеству попавшего на данный пиксель света, на самом деле состоит еще из двух составляющих. Это так называемый байес (bias — подложка) и темновой отсчет.

Подложка определяется дополнительным зарядом, который искусственно добавляется к заряду каждой ячейки при ее считывании с целью уменьшения ошибки считывания при работе электронной схемы конвертации заряда в отсчет (большой заряд точнее считывается). На практике величину байеса можно определить, регистрируя ПЗС-кадр, сделанный с нулевой экспозицией, точнее, с минимально-возможной экспозицией, воспроизводимой на соответствующей ПЗС-камере. Как правило, это сотые доли секунды.

Темновой отсчет присутствует в каждом кадре и обусловлен дополнительными свободными электронами, которые обра-

зуются вследствие тепловых процессов, происходящих в кристаллической решетке кремния, и попадают в потенциальные ямы ячеек в процессе экспозиции кадра изображения вместе с полезными электронами, выбитыми фотонами. Значение темнового отсчета уменьшается с понижением температуры ПЗС-матрицы. Величину темновых отсчетов в кадре можно оценить, если наряду с кадром изображения получить кадр с такой же экспозицией, но с закрытым затвором, т. е. без действия света, при той же температуре ПЗС-матрицы. Естественно, в отсчетах пикселей этого так называемого темнового кадра (*Dark Frame*) содержатся также и отсчеты байеса. Исправление кадра изображения за темновые отсчеты производится простым вычитанием из него темнового кадра.

Еще одно свойство ПЗС-матрицы, влияющее на точность получаемого результата, связано с неоднородностью чувствительности ячеек, которая главным образом обусловлена микро-неоднородностями самого кристалла кремния и в значительно меньшей степени — разбросом в размерах ячеек. Для корректировки значений отсчетов рабочего кадра изображения за эффект разброса чувствительности ячеек получают так называемый кадр плоского поля (*Flat Field*), засвечивая ПЗС-матрицу однородным полем света. Следует отметить, что на практике наряду с разбросом чувствительности ячеек кадр плоского поля регистрирует и неоднородности засветки поля изображения, обусловленные оптическим трактом прибора (виньетирование и т. п.), т. к. засветка ПЗС-матрицы однородным полем света производится через тот же прибор (телескоп, спектрометр), через который получают рабочие кадры. Сам процесс корректировки заключается в делении кадра изображения на нормированный кадр плоского поля.

В случае получения спектральных данных на спектрометре кадр плоского поля представляет собой кадр спектра калибровочной лампы, имеющей непрерывный спектр.

Таким образом, для получения неискаженной информации из ПЗС-кадра изображения (например, спектра) необходимо

дополнительно получить серию калибровочных кадров байеса, темнового поля и плоского поля. Калибровку кадров рабочих изображений обычно производят с помощью так называемых мастер-кадров, получаемых путем усреднения нескольких десятков отдельных кадров темнового поля или байеса с целью увеличения отношения сигнал/шум в результирующем кадре и устранения всевозможных дефектов, иногда возникающих в отдельном кадре, например, при пролете космической частицы сквозь матрицу. Мастер-кадры плоского поля получают путем медианного усреднения меньшего числа отдельных кадров, т. к. отношение сигнал/шум в них обычно высокое, и усреднение необходимо для устранения дефектов отдельных кадров.

Для более углубленного изучения процессов получения и обработки ПЗС-изображений можно порекомендовать книгу А. В. Миронова «Основы астрофотометрии», пятая глава которой посвящена ПЗС-фотометрии [см.: 8].

Контрольные вопросы

1. Что представляет из себя ПЗС-матрица?
2. На каком физическом явлении основана регистрация света ПЗС-матрицей?
3. Что физически измеряется электронной схемой ПЗС-матрицы?
4. В каком формате производится запись данных, полученных на ПЗС-матрице, в файл и какова его структура?
5. Какие калибровочные кадры, наряду с кадрами изображений спектра, необходимо получить для полноценной обработки полученных данных?
6. В чем заключается отличие темнового кадра от кадра байеса?
7. Что в кадре изображения исправляется кадром плоского поля?
8. Что такое мастер-кадры, для чего они нужны и как получают?

2.2. Основные этапы обработки спектрограмм

Результатом спектральных наблюдений на эшелле-спектрометрах являются двумерные кадры изображений отдельных спектральных порядков, расположенных один под другим и в сумме охватывающих значительный спектральный интервал (рис. 2.1). Иными словами, для совокупности точек (пикселей) изображения с координатами x , y , выраженных через номера пикселей вдоль направлений главной и перекрестной дисперсий, имеются значения отсчетов L , пропорциональных интенсивностям порядков спектра или межпорядковых промежутков, зарегистрированных с помощью ПЗС-матрицы и оформленных в виде файла в FITS-формате. Задача предварительной обработки состоит в переходе в каждой спектральной строке (двумерном изображении спектрального участка) от координат n , L , где n – номер пикселя вдоль основной дисперсии, к координатам l/l_{cont} (остаточная интенсивность), λ (длина волны).

Обработка данных производится в несколько этапов, включающих в себя предварительную обработку кадров, главным образом состоящую в вычитании темнового кадра из кадра изображения, и в отдельных случаях — делении на кадр плоского поля (*Flat Field*); процедуру экстракции порядков и получение файла спектральных векторов порядков; восстановление отсчетов в так называемых плохих пикселях (*bad pixel*); проведение уровня непрерывного спектра и получение отсчетов в остаточных интенсивностях; построение дисперсионной кривой и переход от номера пикселя к шкале длин волн в направлении дисперсии порядка.

Как было отмечено выше, ПЗС-матрицы спектрометров охлаждаются до очень низких температур порядка -130°C , чтобы уменьшить влияние теплового шума. При такой степени охлаждения ПЗС-матрицы тепловые электроны практически отсутствуют и, как следствие этого, темновой кадр практически не отличается от кадра байеса даже при экспозициях в десятки минут. Поэтому в этом случае нет смысла тратить наблюда-



Рис. 2.1. Кадр эшелле-спектра [4]

тельное время, и немалое, на получение темновых кадров. Из кадра спектра просто вычитается мастер-кадр байеса.

2.2.1. Извлечение (экстракция) порядков эшелле-спектра

Процедура экстракции порядков состоит в создании двух-колоночных таблиц соответствия номера пикселя по координате x , т. е. в направлении основной дисперсии и отсчета суммарной интенсивности световой энергии, зарегистрированной по всей высоте спектра на данной координате x в данном порядке. Эта процедура включает в себя определение координат положений центральных линий порядков спектра в кадре, значений высот каждого порядка и их общего количества, а также положения межпорядковых областей.

Следует отметить, что в большинстве случаев порядки эшелле-спектра искривлены в плоскости изображения (рис. 2.1),

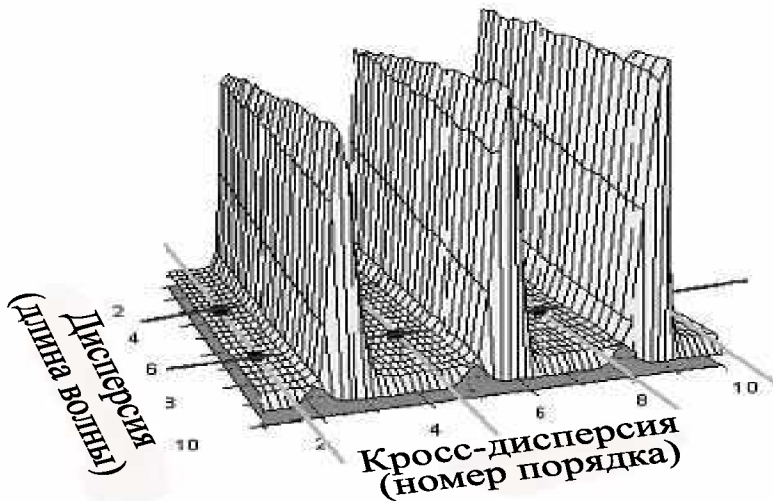


Рис. 2.2. Трехмерный профиль интенсивности участка эшелле-спектра [4]

т. е. координата y центральной линии порядка изменяется вдоль его длины; также может отмечаться общий наклон порядков по отношению к оси x (строкам ПЗС-изображения). Высота порядка определяется размерами изображения звезды и амплитудой дрожания вдоль щели. Профиль распределения энергии по высоте порядка, как правило, имеет куполообразную форму. Операция суммирования вдоль высоты порядка – это достаточно деликатный процесс. Направление суммирования всегда выбирается перпендикулярно касательной к средней линии порядка в точке x . Суммирование отсчетов производится вдоль этого направления на расстояние, внутри которого отсчеты превышают уровень фона. Иногда учитывают и то, что кривая распределения энергии в изображении сравнивается с уровнем фона. В этом случае при суммировании для данного значения отсчета вводят весовой коэффициент, соответствующий доле площади пикселя, на которую еще действовал свет от

звезды. Конечно, в общей сумме это незначительная поправка, но такая процедура позволяет немного уменьшить шум, если проведена по всей длине порядка и называется методом оптимальной экстракции.

До суммирования отсчетов спектра в кадре определяются области, соответствующие межпорядковым промежуткам (см.: рис. 2.2). На эти области подействовал только свет фона неба и рассеянный свет спектрографа. По этим областям строится двумерный полином распределения общей фоновой засветки, и затем вычисленные значения фона, распространенные на области, занятые спектральными порядками, вычитаются из значений отсчетов спектра.

Таким образом, для каждого порядка находится так называемый спектральный вектор — таблица соответствия номера пикселя (координаты x) просуммированному по высоте порядка (вдоль щели) отсчету спектра. Далее работа продолжается только с этими данными. Пример изображения вектора одного из порядков спектра звезды ζ Cas в районе линии $\text{HeI } 5876$ (широкая линия в центре порядка), полученного на эшелле-спектрометре 1.2 м телескопа Коуровской обсерватории УрФУ, приведен на рис. 2.3.

2.2.2. Исправление дефектов изображения

После того, как получены спектральные векторы, необходимо исправить в данных искаженные значения отдельных отсчетов или небольших групп отсчетов. Искажения могут быть вызваны аномальной чувствительностью отдельных пикселей ПЗС-матрицы (так называемые горячие или темные пиксели); пролетом космических частиц во время экспозиции кадра, оставляющих ионизационный след в кристалле кремния ПЗС-чипа и выбивающих электроны, которые затем попадают в светочувствительные ячейки; всевозможными пылинками, осевшими на поверхность защитного стекла и экранирующими свет и другими причинами. Операция исправления заключается в замене искаженных значений новыми, полученными интерпо-

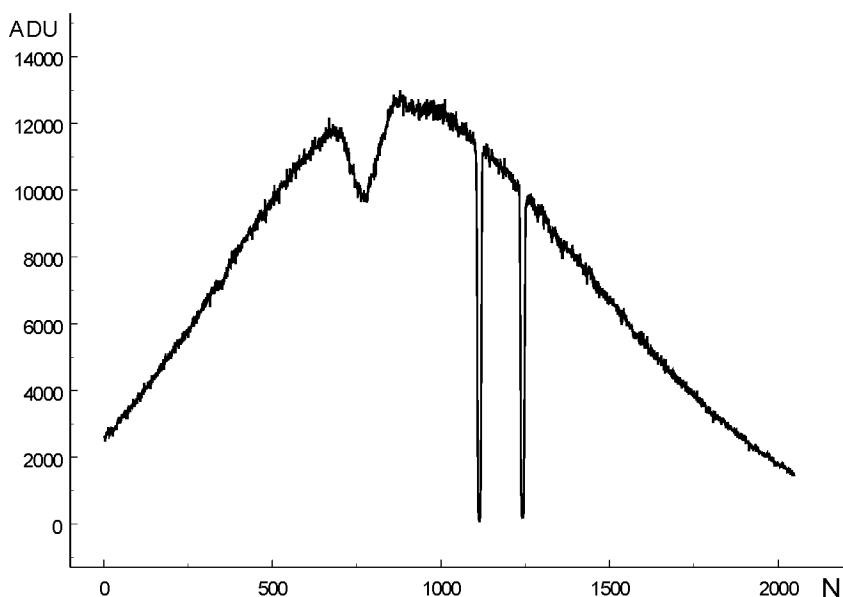


Рис. 2.3. Графическое изображение вектора отдельного спектрального порядка.

ляцией по соседним, неискаженным отсчетам. Такая операция называется удалением плохих, или bad-пикселей.

2.2.3. Построение дисперсионной кривой

Для того, чтобы найти соответствие между номером пикселя и значением длины волны, в каждом порядке спектра исследуемого объекта используют спектр какого-либо спектрометрического стандарта, например, спектр торий-аргоновой лампы со множеством узких эмиссионных линий, равномерно распределенных по всему спектральному интервалу. В отдельных случаях, когда калибровочная лампа отсутствует, используют

спектр звезды солнечного типа, например, Проциона. В данном случае необходимо помнить о внесении в полученную шкалу длин волн поправок за скорость звезды относительно Солнца и за скорость наблюдателя, точнее, ее проекции в направлении на звезду, обусловленную движением Земли по орбите вокруг Солнца и ее вращением.

Дисперсионные спектры получают в то же время, что и основной спектр, при идентичных настройках спектрометра. Экстракция порядков дисперсионного спектра также производится при тех же значениях параметров и констант, которые использовались при экстракции основного спектра, чтобы избежать смещения пикселей в экстрагированных порядках основного и дисперсионного спектров.

Далее в каждом порядке дисперсионного спектра производят отождествление эмиссионных линий торий-аргоновой лампы и определяют положения их центров либо линий поглощения в спектре звезды солнечного типа, используя соответствующие атласы спектральных линий.

По значениям положений спектральных линий, используемых в качестве реперов, находят зависимости, связывающие номера пикселей и значения длин волн в каждом порядке. Как правило, это полиномиальные зависимости со степенью полинома не выше $5 \div 9$. Следует отметить, что в большинстве случаев зависимость $\lambda(n)$ близка к параболической, т. е. значения коэффициентов при членах степеней выше второй или третьей быстро уменьшаются. Окончательно вычисляют так называемый глобальный полином, связывающий данные по всем порядкам:

$$\lambda(n, m) = \sum_{i=0}^P \sum_{j=0}^Q a_{ij} n^i m^j, \quad (2.1)$$

где P — максимальная степень полинома, Q — число порядков спектра. После того, как дисперсионный полином найден, в каждом порядке шкалу номеров пикселей заменяют на шкалу длин волн и производят ее линеаризацию.

В заключение описания процедуры построения дисперсионного полинома следует добавить несколько слов по поводу используемых при этом атласов спектральных линий. Дело в том, что атласы спектральных линий, например торий-аргоновой лампы, строятся на основе спектрограмм, полученных на том или ином спектрометре. Каждый спектрометр имеет свою дисперсию и разрешение. Поэтому форма спектральных линий и их интенсивность в значительной мере зависят как от типа используемой лампы, так и от разрешения спектрометра. Некоторые линии являются бледами и могут разрешаться на компоненты на спектрограмме, полученной на одном спектрометре, и сливаться в несимметричный профиль на спектрограмме другого спектрометра, особенно если параметры спектрометров сильно отличаются. Это обстоятельство приводит к сильному «отскоку» положений некоторых спектральных линий относительно остального их множества при построении полинома. Для сохранения нужной точности получаемой шкалы длин волн «отскочившие» линии лучше отбросить. В идеальном случае необходимо провести исследование и построить спектральный атлас для данного спектрометра со своим набором неблендированных спектральных линий достаточной интенсивности. Данная процедура подробно описана в работе [5].

2.2.4. Проведение уровня континуума. Нормировка спектра

Проведение уровня континуума (непрерывного спектра) и нормирование исходного спектра на его значения – необходимая операция для дальнейшей работы со спектральным материалом. Как уже отмечалось выше, дифракционный интеграл эшелеттов, а тем более решеток эшелле, работающих в высоких порядках, имеет малое значение полуширины (1.25). Область концентрации энергии в отдельном порядке мала, и интенсивность спектра заметно падает к краям порядка, что можно видеть на рис. 2.3. Такой инструментальный эффект приводит к тому, что различные области спектра в пределах одно-

го порядка имеют разный, порой значительный наклон по отношению к оси длин волн. Это создает определенные трудности в проведении уровня непрерывного спектра (континуума), особенно в областях значительного наклона. Для сравнения, в спектрах, полученных с плоской решеткой, имеющей «широкий» дифракционный интеграл, инструментальное распределение энергии вдоль порядка меняется мало, и форма кривой континуума определяется в основном распределением энергии в непрерывном спектре исследуемого объекта (звезды).

Проведение континуума — это ответственная операция, от которой зависит дальнейший результат спектрального исследования. Корректность проведения уровня непрерывного спектра, особенно в эшелле-спектрограммах, в большой степени зависит от опытности исследователя.

Для проведения уровня непрерывного спектра, как правило, используют так называемые реперные точки, которыми маркируют спектральный участок длиной в один порядок, т. е. выделяют ряд точек с координатами (λ_i, L_i) , по которым строится интерполяционный полином, описывающий распределение энергии в порядке. Затем все точки исходного спектра делятся на значения этого полинома в соответствующих длинах волн. Таким образом, производится выравнивание спектрального интервала по интенсивности, т. е. от координат спектрального вектора (λ_i, L_i) осуществляется переход к координатам $(\lambda_i, L_i/L_i^{cont})$.

Общее правило проведения уровня непрерывного спектра таково, что реперные точки нужно ставить по верхней границе отсчетов спектра, не затрагивая областей резких депрессий, которые могут оказаться линиями поглощения, а также областей резкого повышения интенсивности спектра (линии излучения). В областях сильного блендирования (слияния линий) или широких сильных линий континуум может проходить даже выше уровня полученного спектра, как это показано на рис. 2.4. Линия континуума, как правило, является гладкой и выпуклой. Если есть сомнения в правильности проведения континуума в

данном порядке, можно сравнить распределение энергии в соседних порядках спектра.

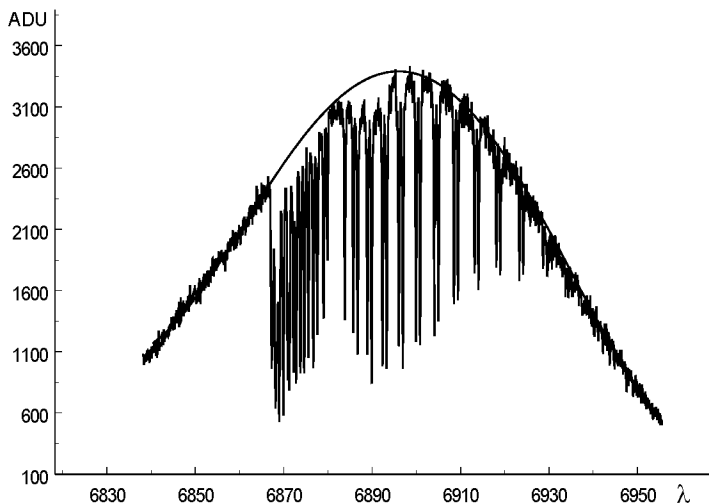


Рис. 2.4. Пример проведения линии континуума

Как правило, проведение линии континуума не вызывает больших трудностей в спектрах звезд ранних спектральных классов, т. к. их спектры содержат небольшое число линий, и непрерывный спектр хорошо просматривается по всей длине порядка. В спектрах звезд поздних спектральных классов, изобилующих спектральными линиями и полосами, проведение непрерывного спектра в порядках эшелле-спектра представляет собой трудную задачу. Правильное проведение уровня непрерывного спектра в этом случае под силу только опытному спектроскописту.

В некоторых случаях большую помощь может оказать применение спектра плоского поля, представляющего собой спектр лампы, дающей непрерывный спектр. Распределение энергии в отдельном порядке такого эшелле-спектра будет близко к распределению энергии в порядке эшелле-спектра звезды. Операция деления звездных эшелле-порядков на соответствующие эшелле-порядки спектра плоского поля, по крайней мере, помогает исправить влияние изменения энергии вдоль порядков, вызванного инструментальными причинами, если проведение линии континуума по самому спектру звезды по причинам, упомянутым выше, затруднено.

Для уточнения результатов операции проведения уровня непрерывного спектра полезно сравнить получившийся спектр с теоретическим спектром звезды данного спектрального класса и класса светимости, вычисленным по соответствующим программам.

Результат деления на континуум на примере обработки спектрального порядка, приведенного на рис. 2.3, показан ниже (рис. 2.5). Объяснение обозначений дано в п. 2.4.

Предварительная обработка эшелле-спектрограмм на этом практически заканчивается. Далее полученный в таком виде спектральный материал может быть использован для получения различной информации сугубо научного или прикладного характера. По спектрам высокого разрешения звезд или Солнца, полученным на современных эшелле-спектрометрах, можно определять как физические характеристики самих источников излучения, так и параметры межзвездного газа или состав земной атмосферы, т. к. излучение до того, как попадет на светоприемник, проходит сквозь эти среды, оставляющие свои следы в спектре в виде абсорбционных или эмиссионных линий и полос.

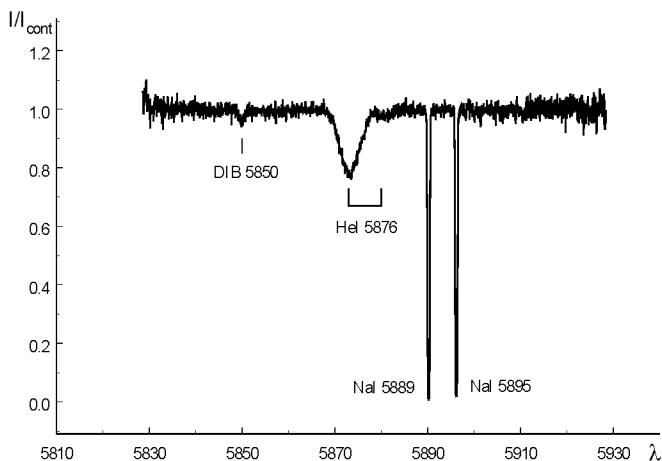


Рис. 2.5. Вид порядка эшелле-спектра после проведения операции деления на континуум и построения дисперсионной кривой

Контрольные вопросы

1. Какие калибровочные действия над ПЗС-кадром спектра необходимо провести перед дальнейшей его обработкой?
2. Для чего необходима операция извлечения (экстракции) порядков?
3. Какие основные действия производятся над изображением эшелле-спектра в процессе проведения операции извлечения порядков?
4. Какие данные создаются в результате проведения операции извлечения порядков?
5. Для чего необходима операция удаления «плохих» пикселей?
6. Каково предназначение дисперсионной кривой и на основе чего она строится?
7. Что такое глобальный дисперсионный полином?

8. В чем заключается трудность проведения уровня непрерывного спектра в порядках эшелле-спектра?
9. В спектрах звезд каких спектральных классов проведение уровня непрерывного спектра вызывает наибольшие трудности и почему?
10. В каких величинах окончательно представляется спектр?

2.3. Программное обеспечение для обработки спектрограмм

В настоящее время в мире для обработки астрономических данных, получаемых на различных приборах по разнообразным методикам, применяются как отдельные специализированные программы, так и пакеты программ, с помощью которых можно производить редукцию практически любого наблюдательного материала: астрометрического, фотометрического, спектрального и др. Наиболее известные и часто применяемые пакеты — это *IRAF*, созданный и в основном используемый в США, и европейский пакет *MIDAS*, в основном применяемый в странах — членах Европейской южной обсерватории — ESO. Оба пакета доступны для пользования, их можно найти на сайтах сети Интернет в свободном доступе по адресам: <http://www.eso.org/sci/software/esomidas/> и <http://iraf.noao.edu/>.

Пакеты работают в среде *UNIX (LINUX)*. Управление осуществляется через командную строку. После проработки отдельной программы или группы программ результат для дальнейшего анализа выдается в виде таблиц или графических образов. Пакеты с некоторыми ограничениями можно запускать и в среде *Windows*, используя эмулятор среды *UNIX* — пакет *CygWin*.

Описание некоторых новых методов обработки эшелле спектрограмм, реализованных в пакете *REDUCE*, можно найти в работе Н. Е. Пискунова и Дж. А. Валенти [см.: 7].

В России для обработки эшелле-спектрограмм Г. Галазутдиновым был создан пакет *DECH*, работающий в среде *Windows*. Программа находится в свободном доступе на сайте автора. Пакет имеет хорошо развитый графический интерфейс, позволяющий в наглядной форме проследить весь процесс обработки спектрального материала на экране монитора. По этим двум причинам (среда *Windows*, графический интерфейс) и с учетом того факта, что результат обработки не уступает ни по каким параметрам упоминавшимся выше профессиональным пакетам, *DECH* более предпочтителен в качестве обучающей программы.

Пакет оформлен в виде двух программ: *Dech95* (spectra imaging) и *Dech20t* (spectra processing). С помощью первой программы производится визуальный просмотр эшелле-спектров, записанных в виде FITS-файлов, для чего имеется ряд инструментов, позволяющих менять масштаб, ориентацию, палитру и диапазон яркостей полученного изображения спектра. Если в наличии есть несколько файлов одного спектра, в программе имеется инструмент, позволяющий удалять некоторые артефакты, например, следы космических частиц еще на уровне изображения. Другой набор инструментов позволяет делать разрезы изображений, как вдоль порядков, получая оценочные графики спектральных профилей, так и вдоль кросс-дисперсии для оценивания ширины порядков, имеющих достаточную для дальнейшей обработки интенсивность спектра, а также их общее количество. Основная цель данной программы — это экстракция порядков спектра и получение их спектральных профилей. Данная процедура выполняется в автоматическом режиме после задания всех необходимых параметров. Возможно проведение экстракции отдельных порядков и в ручном режиме. Для проведения автоматической экстракции предварительно по двум первым порядкам спектра строится так называемая маска, т. е. по всей длине порядков вдоль их средних линий наносится ряд реперов, используя которые, программа отождествляет все остальные порядки и находит межпорядко-

вые области для оценки фона. Результатом работы программы *Dech95* является файл, содержащий спектральные векторы порядков.

Вторая программа — *Dech20t* позволяет провести предварительную калибровку спектра и найти некоторые физические параметры источника излучения по спектральным линиям. Калибровка спектра включает в себя удаление bad-пикселей, построение дисперсионной кривой, проведение уровня континуума и нормировку спектра каждого порядка. Если есть необходимость, имеется возможность построения глобального дисперсионного полинома. Программа позволяет определять лучевые скорости отдельных спектральных линий путем совмещения их прямых и зеркальных профилей, вычислять гео- и гелиоцентрические поправки, учитывающие скорость наблюдателя относительно барицентра солнечной системы. В арсенале программы имеется несколько методов вычисления эквивалентных ширин линий. Также можно произвести удаление теллурических линий из спектра источника и некоторые другие операции.

Как уже отмечалось ранее, основные этапы работы со спектром отображаются в реальном времени на экране монитора. Ошибочно сделанные операции можно отменить и вернуться на шаг назад без искажения исходных данных. На любом этапе обработки можно зафиксировать достигнутый результат в исходном или в отдельном файле. Подробное описание работы с пакетом *DECH* находится на сайте автора. Пакет программ *DECH* и его описание можно найти на именном сайте *Gazinur Galazutdinov's Site*.

Контрольные вопросы

1. Какие основные пакеты обработки эшелле-спектров наиболее часто используются в мире?
2. Из каких двух частей состоит пакет *DECH*? Кратко поясните назначение каждой из них.

2.4. Основные детали в спектрах звезд

После проведения описанных выше процедур возможны просмотр всего полученного спектра в графическом виде и проведение операции отождествления деталей. Следует помнить, что в любом астрономическом спектре присутствуют спектральные детали, присущие как исследуемому объекту, например звезде, так и межзвездной среде и атмосфере Земли, через которые проходил свет. В порядках спектра, соответствующих красной области с длинами волн больше 7000 \AA , также могут присутствовать так называемые фринги (*от англ. fringe* — бахрома), представляющие собой череду резких неглубоких вариаций интенсивности по всему порядку, вызванных явлением интерференции света в тонких слоях прозрачных управляющих электродов ПЗС-матрицы или в самом кристалле кремния, если он тонкий. Ниже приведен пример спектрального порядка, искаженного явлением интерференции (рис. 2.6).

Земная атмосфера в спектрах наиболее заметно представлена в виде многочисленных теллурических линий. Отчетливо проявляются сильные спектральные полосы молекулярного кислорода и воды (череда сливающихся спектральных линий) в красной области спектра с границами на 6890 , 6290 , 5930 \AA и др. (прил. 2). Ниже изображен порядок эшелле-спектра, отягощенный полосой теллурических линий (рис. 2.7). В спектрах также могут проявляться слабые линии ртути, натрия и других элементов от засветки неба ночной иллюминацией населенных пунктов, находящихся вблизи некоторых обсерваторий.

Межзвездная среда в спектрах звезд часто проявляется в виде сильных узких линий желтого дублета натрия с длинами волн $\text{NaI } 5889, 5895 \text{ \AA}$, линий ионизованного кальция $\text{CaII } 3933, 3967 \text{ \AA}$ и др. Также наблюдаются разбросанные по всему спектру многочисленные дыбы (*от англ. DIB — Diffusive Interstellar Band*, межзвездные диффузные полосы), представляющие собой слабые широкие линии поглощения, природа большинства из которых остается неизвестной. В приложении 3 приведен

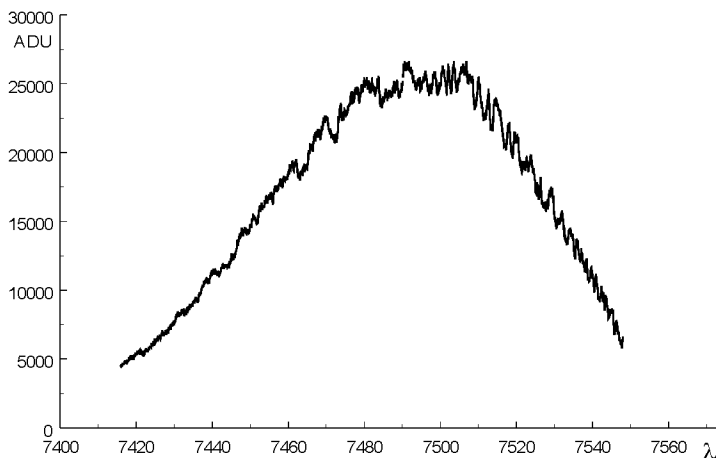


Рис. 2.6. Порядок эшелле-спектра, искаженный фрингами

список длин волн DIB, заимствованный из работы Г. А. Галазутдинова и др. [9] и составленный по спектрам сильно покрасневших звезд, излучение которых испытывает значительное межзвездное поглощение.

Основные компоненты в спектрах звезд — это спектральные линии, образующиеся в поверхностных слоях самих звезд. Вид спектра зависит от спектрального класса звезды, определяемого ее поверхностной температурой. Практически во всех звездных спектрах присутствуют линии бальмеровской серии водорода H_α , H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ с длинами волн 6563, 4861, 4340, 4102, 3970 Å соответственно. В зависимости от спектрального класса в той или иной мере присутствуют упоминавшиеся выше линии CaII, NaI, но принадлежащие уже звезде, а также линии магния, железа и в меньшей степени других металлов. В спектрах

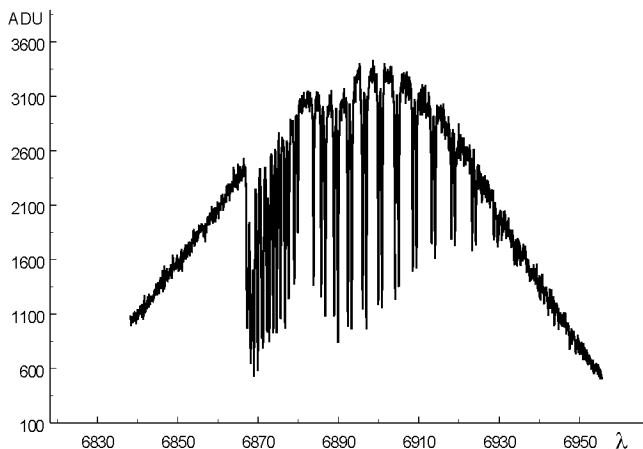


Рис. 2.7. Порядок спектра, содержащий теллурические линии (полоса O_2 6890 Å)

горячих звезд ранних спектральных классов $O-B$ присутствуют сильные линии гелия. Спектральные линии других химических элементов, наиболее изобильных во Вселенной, например, таких как азот, сера, кремний, углерод, также в должной мере представлены в спектрах звезд. В спектрах звезд поздних спектральных классов наблюдаются спектральные полосы окислов металлов, например, такие как TiO , VaO и др.

В качестве иллюстрации на рис.2.5 приведен порядок эшелле-спектра затменной переменной звезды $CC\ Cas$ с компонентами раннего спектрального класса, в котором присутствуют как линии, образованные в межзвездной среде, так и линии, принадлежащие самой звезде. Слева направо: слабый DIV 5850 Å; линии нейтрального гелия HeI 5876, принадлежащие главному

(сильная широкая линия) и вторичному (слабая широкая линия справа от линии главного компонента) компонентам этой тесной двойной звезды; две узкие сильные линии межзвездного дублета натрия. Следует сказать, что смещение одной и той же спектральной линии $\text{HeI } 5876$, принадлежащей разным компонентам SS Cas , вызвано эффектом Доплера из-за движения звезд по орбите вокруг общего центра масс.

Контрольные вопросы

1. Проявления каких сред могут присутствовать в спектрах звезд в виде спектральных линий?
2. Что такое фринги и какова причина их образования в спектре?
3. Где возникают теллурические линии?
4. Какие детали в звездных спектрах характеризуют межзвездную среду?
5. Спектральные линии какого химического элемента в той или иной степени присутствуют практически во всех звездных спектрах?

Приложение 1

Параметры оптоволоконных эшелле-спектрометров высокого разрешения, используемых в настоящее время в обсерваториях мира [3]

Таблица 2.1

D	a	s	l	$\text{tg } \Theta_B$	n	d	F_{cam}	R	e	*
0.75	100	1	—	2	31.6	80	300	70000	—	a
—	—	5	—	—	—	—	—	15000	—	—
0.9	125	—	27	2	31.6	48	—	90000	—	b
0.91	100	4.2	—	2	79	90	300	21000	60	c
—	200	8.4	—	—	—	—	—	—	—	—
0.9	100	—	15	2	31.6	80	300	20000	—	d
0.5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1.2	—	—	—	2	31.6	80	300	20000	—	—
2.0	100	—	—	—	—	—	—	—	—	e
1.0	—	—	—	2	79	54	750	35000	—	f
1.0	100	4.5	22	2	31.6	210	973	41000	—	g
—	50	2.25	—	—	—	—	—	82000	—	—
1.06	200	4	—	2	79	56	750	26000	—	h
1.2	100	3.4	12	2	31.6	130	350	25000	—	i
—	50	1.7	—	—	—	—	—	50000	—	—
1.2	60	2.3	—	2.6	52.6	150	525	85000	65	j
—	60	2.3	—	—	—	—	—	50000	—	—
1.2	100	2	20	4	31.6	102	300	50000	—	k
1.5	100	—	13	—	—	—	—	—	—	l
1.5	200	2.75	—	2	59	90	690	32000	—	m
1.5	200	3.6	16	2	31.6	150	750	15000	80	n
—	100	1.8	—	—	—	—	—	60000	—	—
1.52	100	2.7	—	2	79	136	410	48000	—	o
1.52	50	2.7	—	2	31.6	200	1200	150000	—	p
1.6	200	3.6	—	2	79	100	200	10000	—	—
—	75	1.2	—	—	—	—	762	40000	—	—
1.88	100	—	25	—	—	—	—	—	80	q
1.9	50	2	16	2	31.6	100	400	39000	92	r
1.93	100	2	25	4	31.6	102	300	42000	80	s
1.93	100	3	17	2	52.6	200	720	39000	84	t
—	—	—	—	—	—	—	—	75000	34	—

Продолжение табл. 2.1

D	a	s	l	$\text{tg } \Theta_B$	n	d	F_{cam}	R	e	$*$
2.0	50	2.1	20	2	31.6	100	400	34000	—	u
2.0	100	4	25	—	—	—	—	25800	—	v
2.0	—	—	—	2	79	190	388	81000	—	w
2.2	100	1.1	18	2	31.6	150	455	40600	90	x
3.5	100	0.6	—	—	—	—	—	—	—	—
2.56	100	1.3	40	2	31.6	150	520	67000	—	y
—	200	2.5	—	—	—	—	—	25000	—	—
3.6	85	—	38	2	—	200	—	36800	—	z
3.6	133	2.6	40	2	—	200	—	83000	90	A
—	200	—	—	2	—	200	—	35000	—	—
3.6	—	—	—	2	—	200	—	194000	—	B
3.6	70	1.0	38	4	31.6	208	728	120000	—	C
3.6	100	1.8	27	—	316	320	1250	120000	72	D
3.6	100	1.6	—	2	79	190	388	81000	42	E
3.93	300	2.0	—	2	316	200	400	15000	—	F
—	200	1.3	—	—	—	—	—	40000	—	—
4.0	320	3.3	—	4	—	105	—	40000	—	G
5.0	150	1.4	40	2	79	203	610	20000	91	H
—	—	—	—	—	—	—	—	40000	—	—
6.0	300	3.5	1.5	2	70	—	—	10000	—	I
6.5	320	1.8	26	2	110	259	770	32000	—	J
8	—	1.2	—	2	316	180	360	15000	—	K
8	—	1.0	55	4	—	200	500	47000	—	L
8	—	0.9	—	2	87	200	—	150000	—	M
9.2	400	2	—	3.75	31.6	179	500	120000	—	N
—	600	3	—	—	—	—	—	—	—	—
9.2	—	2.2	—	4	31.6	200	—	16000	—	O
—	—	—	—	—	—	—	—	37000	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	67000	—	—

Условные обозначения: D — диаметр телескопа (м), a — диаметр ядра оптоволокна (мкм), s — диаметр звездного изображения, перехватываемого оптоволокном (угл. сек), l — длина оптического волокна (м), $\text{tg } \Theta_B$ и n — угол блеска и плотность штрихов (штр/мм) эшелле, d — диаметр коллимированного пучка (мм), F_{cam} — фокусное расстояние камеры (мм), $R = \lambda/\Delta\lambda$ — спектральное разрешение, e — пропускание оптоволокна (%), * — примечания

Примечания:

a — Гейдельберг, линзовая камера;

b — спектрограф Серковского (Serkowski) с интерферометром Фабри-Перо (ИФП), Лунно-планетная лаборатория (LPL);

c — FRESCO, обсерватория Catania, адаптация кассегреновского спектрографа фирмы REOSC, линзовая камера, $\Delta V_r < 0.3$ км/с;

d — HEROS, синяя и красная ветви, светоделитель в коллимированном пучке, линзовые камеры;
 e — HEROS на 2-метровом телескопе обсерватории Ондржейов;
 f — адаптация подвешенного кассегреновского спектрографа MJUO;
 g — вакуумный HERCULES, камера ломаный Шмидт с центральным экранированием, $\Delta V_r \sim 15$ м/с;
 h — обсерватория Ritter, Toledo, адаптация подвешенного кассегреновского спектрографа;
 i — SES на робот-телескопе STELLA-I, обсерватория Teide. БЗ, камера с центральным экранированием. Масштабированная копия SES установлена на 0.8 м робот-телескопе STELLA-II;
 j — HERMES, БЗ, линзовая камера, теоретическая оценка S/N;
 k — CORALIE, БЗ, улучшенная копия ELODIE;
 l — Гарвард, адаптация подвешенного кассегреновского спектрографа;
 m — AFOE, БЗ, линзовая камера. С оптоволоконном 200 мкм $R = 32000$, $FHWM = 5.3$ пикселя. Со щелью 115 мкм после 200 мкм фильтра — $R = 51\,000$, $FHWM = 3.05$ пикселя. Потери на щели порядка 50 %;
 n — CTIO BME, камера с центральным экранированием, регулируемая щель после оптоволоконка;
 o — FEROS, БЗ, линзовая камера, перенесен с 1.5 м телескопа на 2.2 м MPI;
 p — EMILIE, вакуумный спектрограф с ИФП, абсолютная акселерометрия;
 q — DDO, оптоволоконное сочетание с термостатируемым помещением «псевдокудэ»;
 r — GIRAFFE, копия MuSiCOS;
 s — ELODIE, БЗ, вторичный коллимированный пучок понижен до 75 мм, линзовая камера;
 t — SOPHIE, ломаный Шмидт в автоколлимации, призма двойного хода, при щели 40.5 мкм на выходе оптоволоконка реализуется мода высокого разрешения “HR” $R = 75\,000$. Оптоволоконно без щели реализует моду высокой световой эффективности “HE” $R = 39\,000$;
 u — MuSiCOS, сменные призмы скрещенной дисперсии, линзовая камера;
 v — TRAFICOS, автоколлимационный спектрополяриметр;
 w — NARVAL, копия спектрополяриметра ESPaDOnS;
 x — FOCES, БЗ, линзовая камера, используется преимущественно на 2.2 м телескопе;
 y — FIES, БЗ, линзовая камера;
 z — CES ESO;
 A — переброс из первичного фокуса (PF) 3.6 м в CES ESO;
 B — переброс из кассегреновского фокуса 3.6 м в VLC CES, резатель на большое число срезов;

C — вакуумный HARPS, БЗ, линзовая камера, имеется спектрополяриметрическая мода;

D — GECKO CFHT, зеркально-линзовая камера;

E — ESPaDOnS, БЗ, линзовая камера. В режиме спектрополяриметра после оптоволокну 3 среза, $R = 68\,000$, в обычном режиме — 6 срезов, $R = 81\,000$;

F — HYDRA CTIO с эшелле, камера с центральным экранированием; с камерой $F = 400$ мм и с узкими щелями $R \sim 50\,000$;

G — HiRes LAMOST. БЗ. Копия FOCES;

H — EAE, автоколлимационный, линзовая камера, оптоволокну 150 мкм — в режиме низкого разрешения, щель шириной 34 мкм на выходе 150 мкм фибера — в режиме высокого разрешения;

I — спектрограф в первичном фокусе, короткое волокно, узкая щель после оптоволокну, линзовая камера;

J — Hectoechelle, одновременная регистрация 240 объектов в избранном порядке эшелле, камера с центральным экранированием;

K — FLAMES + GIRAFFE, одновременная регистрация 132 объекта в одном порядке эшелле, линзовая камера;

L — FLAMES + UVES (красная ветвь), БЗ, одновременная регистрация эшелле-спектров для 8 объектов, линзовая камера;

M — bHROS Gemini South, линзовая камера, эпизодически использовался с 2005 по 2007 г.;

N — HRS HET, синяя и красная ветви, линзовые камеры; $R \sim 15\,000$, 30 000, 60 000, и 120 000 для различных значений ширины щели;

O — вакуумный SELESTIA SALT, БЗ, вторичный коллимированный пучок понижен до 111 мм, синяя и красная ветви, VPH-решетки скрещенной дисперсии, линзовые камеры, $R = 37\,000$ и $R = 67\,000$ с резателем.

Области теллурических линий

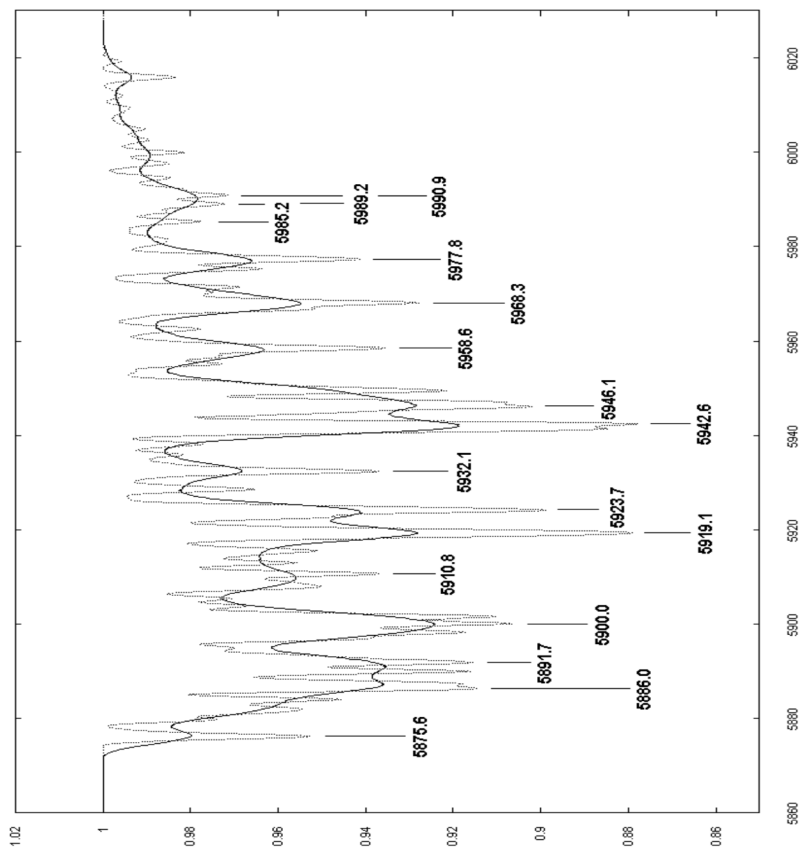


Рис. 2.8. Область 5930 Å (H_2O)

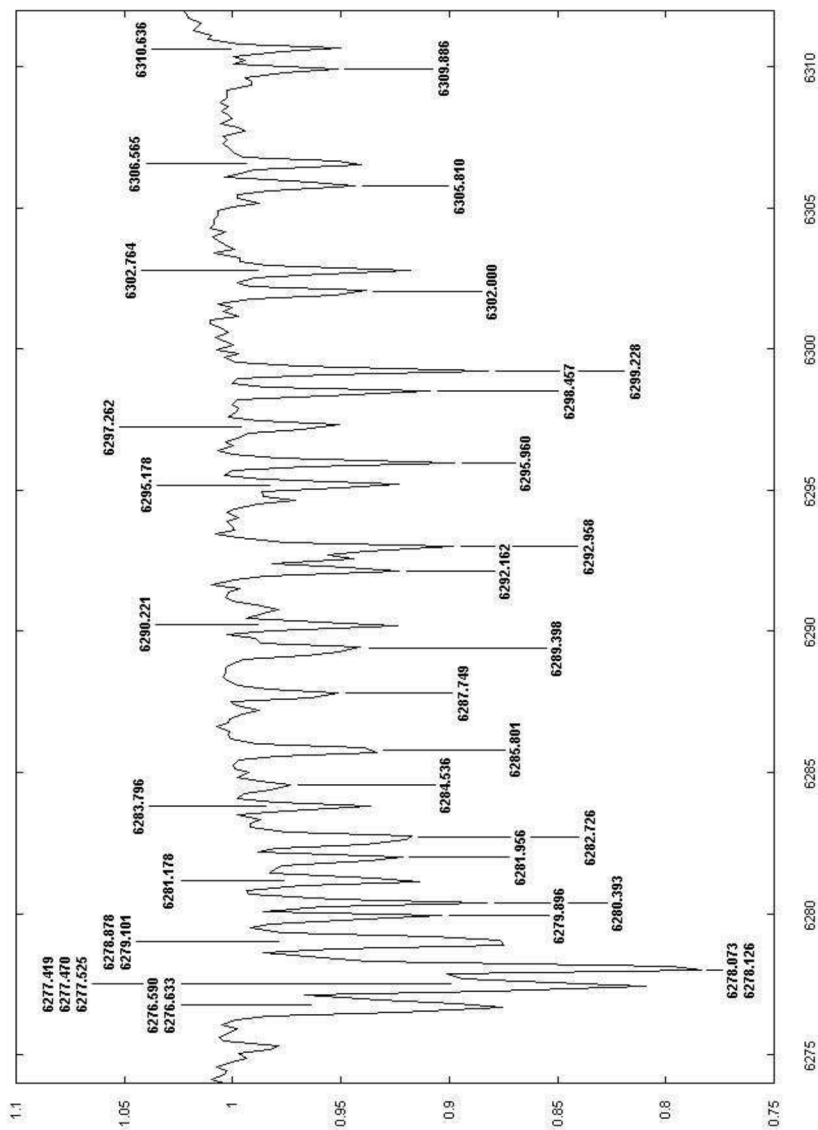


Рис. 2.9. Область $6290 \text{ \AA} (O_2)$

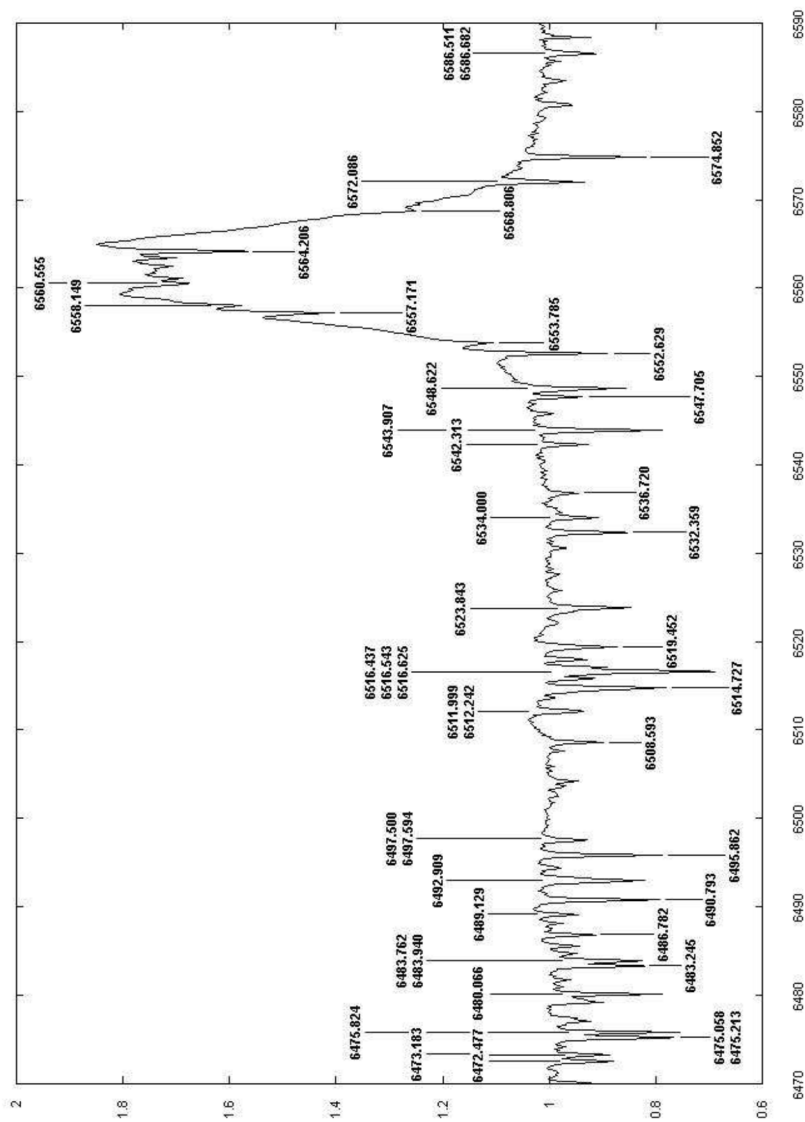


Рис. 2.10. Область 6530 Å (H_2O)

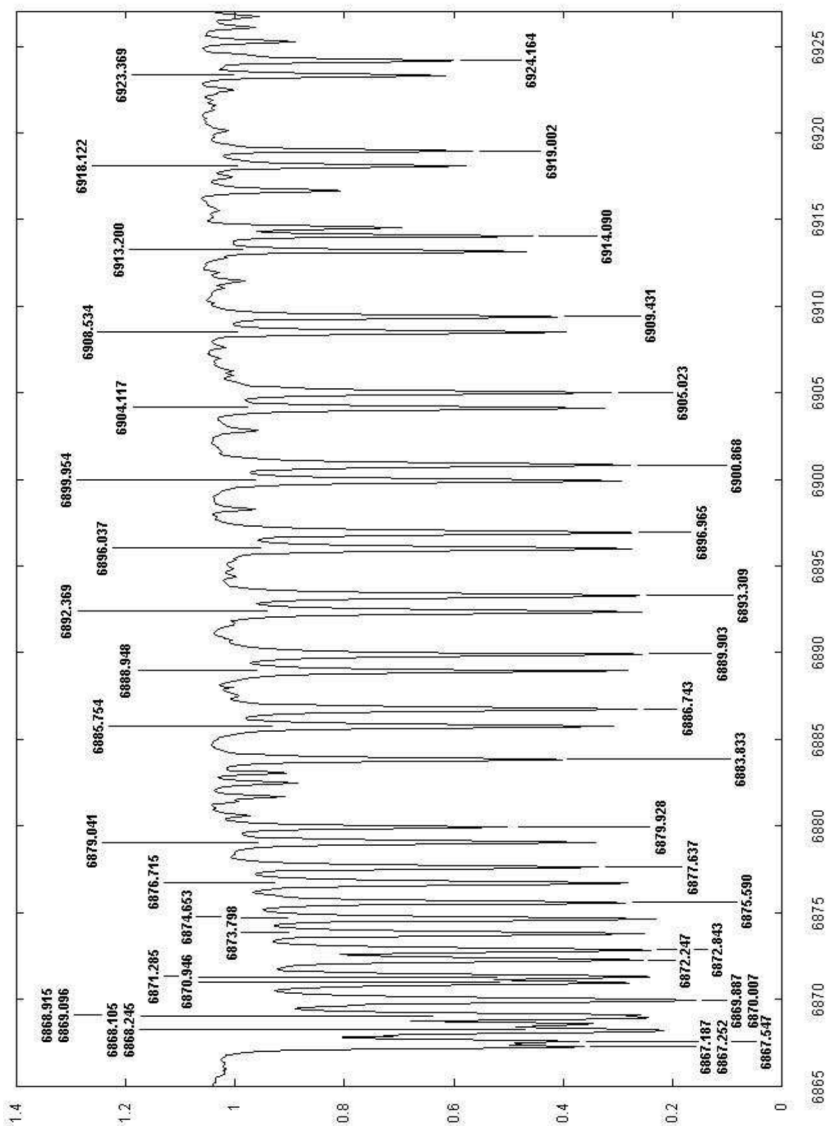


Рис. 2.11. Область 6890 \AA (O_2)

Точные длины волн узких DIB [9]

Таблица 2.2

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
—	4501.80	broad
4726.33	4726.27	—
4762.52	4762.67	<i>o</i> Per - core
—	4780.04	—
4963.85	4963.90	—
4984.77	4984.81	—
—	5363.60	—
—	5404.50	—
5418.89	5418.90	—
5487.90	5487.67	broad
5494.07	5494.10	—
—	5508.35	broad
5512.65	5512.64	new
5541.74	5541.62	—
5544.95	5544.96	—
5546.46	5546.46	new
5594.55	5594.59	new
—	5609.73	broad
—	5705.20	broad
—	5719.30	—
5760.40	5760.40	—
5762.73	5762.70	—
5766.05	5766.16	—
5769.09	5769.04	—
—	5772.60	—
5775.89	5775.78	—
5780.37	—	—
5785.12	5785.05	—
5793.15	5793.22	—
5795.07	5795.16	—

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
5796.99	5796.96	—
5806.76	5806.68	new
5809.24	5809.24	—
5811.96	5811.96	new
5815.71	5815.71	new
5818.75	5818.75	—
5821.23	5821.23	new
5828.47	5828.46	—
5838.00	5838.00	—
5840.63	5840.65	—
—	5842.23	—
—	5844.80	broad DIB with substructures?
5849.82	5849.80	—
—	5854.50	new
5855.63	5855.63	new
5897.71	5897.73	new
5900.50	5900.40	W-type
5904.60	—	uncertain
5908.30	5908.40	—
5910.54	5910.54	—
5922.25	5922.25	new
5923.40	5923.40	—
5925.90	5925.90	—
5927.68	5927.68	—
5945.47	5945.47	—
5947.29	5947.29	—
5948.91	5948.86	—
5958.90	5958.90	new W-type
5963.72	—	new
5966.71	—	new
5970.25	—	new
5973.70	5973.75	new
5975.72	5975.74	—
5982.72	5982.93	stellar?
5986.61	5986.66	—
5988.02	5988.08	—
5989.40	5989.44	new

Продолжение табл. 2.2

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
—	5995.75	—
—	5999.63	—
—	6005.03	—
—	6010.65	—
—	6019.36	—
—	6027.48	—
6030.50	6030.40	new
—	6032.84:	—
6037.54	6037.61	
6059.67	6059.67	new
6065.31	6065.20	
6068.16:	6068.33	new
—	6084.75	new
6089.78	6089.78	—
6096.28	6096.27	new
—	6102.38	new
6108.05	6108.05	—
6113.20	6113.20	—
—	6116.80	—
6118.68	6118.68	new
6139.94	6139.94	
—	6141.91	new
6145.65	6145.69	new
6158.54	6158.54	new
6161.84	6161.93	new
6165.97	6165.97	new
6167.84	6167.84	new
6185.81	6185.81	new
6194.76	6194.73	—
6195.97	6195.96	—
6198.83	6198.87	new
6203.08	6203.08	center of complex profile
—	6204.66	substructure of 6203.08?
6211.64	6211.67	new or known of W-type 6212.2?
6213.02	6212.90	new or known of W-type 6212.2?
6215.79	—	—
6220.81	6220.81	—

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
6223.56	6223.56	—
6226.30	6226.30	new
6234.03	6234.03	—
6236.67	6236.67	—
6250.78	6250.84	new
6269.75	6269.75	—
6283.85	6283.85	strong
6287.47	6287.47	—
—	6289.74:	measured in BD + 404220
6309.10	6309.10	—
6315.96	6315.96	new
6317.06	6317.06	new
6318.30	6318.30	new
6320.54	6320.54	new
—	6324.80	—
6329.71	6329.97	—
—	6353.34	—
—	6362.30	—
6367.25	6367.25	—
6368.52	6368.58	new
6375.98	6375.95	—
6377.14	6377.14	new
—	6379.29	—
6397.39	—	—
6400.30	—	—
6410.18	6410.18	new
—	6413.93	—
6425.70	6425.70	—
6439.41	6439.50	—
6445.53	6445.20	—
6449.16	6449.14	—
6460.00	—	—
6463.72	6463.61	new
6465.48	6465.48	new
6466.88	6466.74	new
6468.64	6468.70	new
6474.34	6474.27	new
6476.94	6476.94	new

Продолжение табл. 2.2

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
6489.38	6489.38	new
6492.02	6492.02	—
—	6520.56	—
6543.00	6543.20	new
—	6546.57	new
—	6549.07	new
6553.81	6553.82	new
—	6567.63	new
—	6570.52	new
—	6572.84	new
—	6594.13	new
6597.37	6597.31	—
6613.56	6613.56	strong
6630.80	6630.80	new
6631.66	6631.66	new
—	6632.85	—
6646.03	6646.03	new
6654.58:	6654.58:	new
6660.64	6660.64	—
6665.15	6665.15	new
6672.15	6672.15	new
6682.65	6682.65	new
—	6689.30	—
6691.72	6691.72	new
—	6693.35	—
—	6694.48	—
6699.32:	6699.24	—
6701.98	6701.98	—
6709.39	6709.39	—
6729.28	6729.28	new
6737.13	6737.13	new
6740.99	6740.99	—
—	6767.74:	—
—	6770.05	—
6778.99	6778.99	—
—	6788.66	—
—	6792.52	—
—	6795.24	—

Продолжение табл. 2.2

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
—	6801.37	—
—	6803.29	—
6807.31	6807.31	new
6810.49	—	—
6821.56	6821.56	—
—	6823.30	—
—	6827.30	—
—	6834.50	—
—	6837.70	—
6841.49	6841.49	—
6843.65:	6843.60	—
—	6845.30	—
6846.60	—	—
—	6847.76	—
—	6849.56	new
—	6852.67	—
6855.38	—	new
6860.02	6860.02	—
6862.53	6862.53	—
6864.65	6864.65	new
—	6886.56	—
6919.44	—	—
6944.56	6944.56	—
—	6950.55	—
—	6953.60	—
—	6963.54	—
—	6971.51	—
—	6973.55	new
—	6978.28	—
—	6982.46	new
6993.18	6993.18	—
6998.76	6998.76	—
—	7002.19	new
7030.35	7030.35	new
—	7031.56	new
7032.88	7032.88	new
—	7045.87	—
7060.05	7060.05	new

Продолжение табл. 2.2

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
—	7061.00	—
—	7062.65	—
—	7065.57	new, seen in BD + 40 4220
7069.53:	7069.48	—
7072.66:	7072.66:	new
7078.11	7078.11	—
7084.94	7084.94	—
—	7105.81:	broad
—	7137.77	—
7153.94	7153.94	—
7159.51	7159.51	new
7161.30	7161.30	—
—	7162.96	new
7223.91	7224.00	strong with telluric line
—	7228.49	—
—	7249.28	—
—	7257.49	—
7267.95	7267.95	new
7349.79	7349.79	—
—	7354.60	—
—	7357.60	—
—	7360.49	—
7367.12	—	—
—	7369.94	—
—	7375.90	—
—	7385.83	—
—	7406.30	—
—	7419.07	new
—	7458.15	new
—	7468.90	new
—	7470.35	new
7472.65	7472.65	new
—	7483.02	new
—	7484.09	new
7494.97	7494.89	new
—	7559.35	new
—	7571.66	new
—	7580.05	new

Окончание табл. 2.2

HD 23180 λ (Å)	Сильно покрасневшие звезды λ (Å)	Замечания
—	7581.30	—
—	7696.00	—
—	7707.96	new
—	7720.26	new
7721.94	7721.85	—
—	7832.81	—
—	7862.39	—
—	7908.75	new
—	7915.36:	broad
—	7920.70	new
8026.27	8026.27	—
—	8037.91	—
—	8125.75	new
—	8283.29	—
—	8439.38	new, in hot stars only!
—	8620.79	broad

СПИСОК БИБЛИОГРАФИЧЕСКИХ ССЫЛОК

1. *Грей Д.* Наблюдения и анализ звездных фотосфер. М. : Мир, 1980. 496 с.
2. *Малышев В. И.* Введение в экспериментальную спектроскопию. М. : Наука, 1979. 490 с.
3. *Panchuk V. E., Yushkin M. V., Yakopov M. V.* High-Resolution Fiber-Fed Spectrographs // *Astrophysic. Bul.* 2011. Vol. 66. No. 3. P. 355—370.
4. *Galazutdinov G.* Echelle spectra processing program package // *SAO RAS* : preprint. 1992. No. 92.
5. *Murphy M. T., Tzanavaris P. et al.* Selection of ThAr lines for wavelength calibration of echelle spectra and implications for variations in the fine-structure constant // *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society.* Vol. 378. 2007. P. 221—230.
6. *Панчук В. Е., Ключкова В. Г. и др.* Спектрограф высокого разрешения 6-метрового телескопа БТА // *Оптич. журн.* 2009. Т. 76. № 2. С. 42—55.
7. *Piskunov N. E., Valenti J. A.* New algorithms for reducing cross-dispersed echelle spectra // *Astronomy and Astrophysics.* 2002. Vol. 385. P. 1095—1106.
8. *Мионов А. В.* Основы астрофотометрии. Практические основы фотометрии и спектрофотометрии звезд. М. : Ф, 2008. 260 с.
9. *Galazutdinov G. A., Musaev F. A. et al.* Narrow Diffuse Interstellar Bands: A Survey with Precise Wavelengths // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific.* 2000. Vol. 112. No. 771. P. 648—690.

Учебное издание

Горда Станислав Юрьевич

СОВРЕМЕННЫЕ
АСТРОНОМИЧЕСКИЕ СПЕКТРОМЕТРЫ
И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОГРАММ

Учебное пособие

Заведующий редакцией	М. А. Овечкина
Редактор	Е. В. Березина
Корректор	Е. В. Березина
Компьютерная верстка	С. Ю. Горда

План выпуска 2014 г. Подписано в печать 20.02.2015.
Формат 60× 84¹/₁₆. Бумага офсетная. Гарнитура Times.
Уч.-изд. л. 4,5. Усл. печ. л. 5,3. Тираж 90 экз. Заказ 58.

Издательство Уральского университета
620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

Отпечатано в Издательско-полиграфическом центре УрФУ
620000, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4.

Тел.: + (343) 350-56-64, 350-90-13

Факс: +7 (343) 358-93-06

E-mail: press-urfu@mail.ru

Для заметок



Горда Станислав Юрьевич

Кандидат физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета, член Евразийского и Европейского астрономических обществ. Выпускник кафедры астрономии и геодезии Уральского государственного университета им. А.М. Горького (1977). С момента окончания университета по настоящее время работает в Коуровской обсерватории. Научные интересы связаны с исследованием переменных звезд, а также с применением и развитием новых методов наблюдательной астрономии.